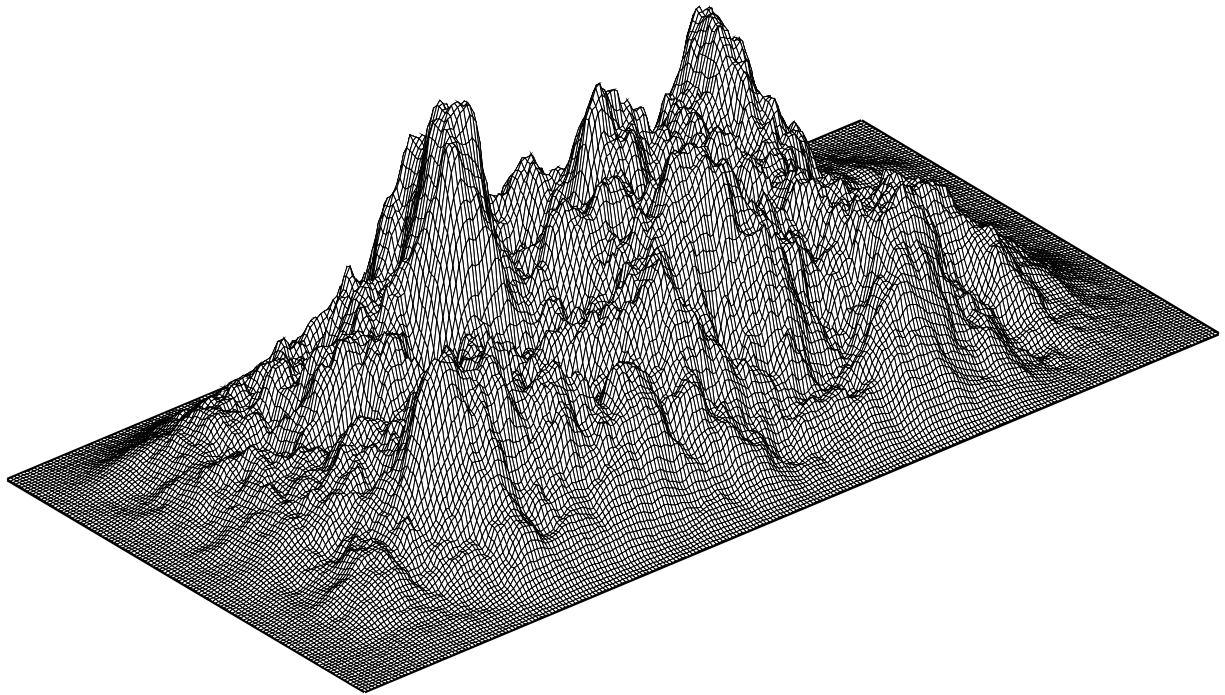


**PARAMETRISATION SPATIO-TEMPORELLE ET SPECTRALE
DES SOURCES SISMQUES :
APPLICATIONS AU RISQUE SISMIQUE**

André HERRERO



1994

THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE PARIS VII

Spécialité

GEOPHYSIQUE INTERNE

présentée par

André HERRERO

Sujet de la thèse:

PARAMETRISATION SPATIO-TEMPORELLE ET SPECTRALE
DES SOURCES SISMQUES:
APPLICATIONS AU RISQUE SISMIQUE

soutenue le 25 février 1994 devant le jury composé de MM. :

Raul Madariaga Président
Pascal Bernard Directeur de thèse
Pierre Mouroux Co-directeur
Michel Campillo Rapporteur
Jean Virieux Rapporteur

Département de Sismologie
Institut de Physique
du Globe de Paris
PARIS

Groupe Risques Naturels
et Géoprospectives
Bureau de Recherches
Géologiques et Minières
MARSEILLE

Remerciements

Finalement, ces pages auront été les plus longues à écrire de tout le manuscrit, à croire que la modélisation de la source est chose plus facile.

Avant tout, reconnaissance du ventre oblige, je remercie le BRGM pour m’avoir financé au fil de ces années par l’intermédiaire de l’AUXIRBAT. Plus particulièrement, je remercie Pierre Mouroux, éternel optimiste, qui m’a appris tant de choses sur le risque sismique, et qui a suivi mon travail jusqu’au bout puisqu’il a eu la gentillesse de faire partie de mon jury. Je compatis pour Myriam Bour qui a hérité de la lourde tâche de s’occuper des programmes que j’ai écrit. Je lui dois aussi beaucoup pour sa lecture attentive de ma thèse où elle a débusqué un “certain” nombre d’“erreurs d’inattention” (pour rester poli). Bref, un grand merci. Durant mes brèves visites à Marseille, j’ai apprécié l’accueil et les discussions avec les personnes composant l’équipe RNG grandissante, notamment Pierre Godefroy, Christophe Martin et Monique Terrier (merci d’avoir “rectifié” certaines failles pour moi).

Pour la partie parisienne, je suis redevable à Raul Madariaga pour m’avoir permis de squatter un bureau (c’est le terme puisque j’y suis encore) si longtemps. Je le remercie aussi pour ses conseils et pour avoir accepté d’être le Président de mon jury. Si une thèse nécessite un thésard (moi en l’occurrence), elle nécessite aussi un directeur (Pascal Bernard en l’occurrence). Je le remercie pour son soutien (moral et théorique) durant ces ... années (il serait impoli de citer le nombre exact à partir d’une certaine limite). Le plus dur maintenant sera d’enlever de mon vocabulaire courant la phrase : “ Dis, Pascal, tu as cinq minutes ? J’ai un petit problème...”.

Je voudrais aussi remercier les différentes personnes qui m’ont aidé à un moment donné durant ma thèse. Bien sûr, je dis merci en premier à Aldo Zollo (on te l’avait dit pour Maradonna) et à Cezar Trifu (on te l’avait dit pour Ceaucescu). Notre travail a donné naissance au fameux code ONDEX (que tous ceux qui l’ont

utilisé nous pardonnent). Merci aussi à Pascal Podvin pour son code 2TIME-QUELQUECHOSE (il y a toujours un bug dedans !). Je remercie aussi Mark Noble (buveur, plongeur et ami, l'ordre étant sans importance) pour ses conseils sur mon travail et sur la bière. Christophe Barnes m'a aidé sur certains problèmes allant du go au traitement du signal (merci et le jeu vaincra!).

Pour remercier tout le monde, il est plus simple de faire un petit tour de France, en commençant par Paris.

Je veux remercier en premier Alain Simonin, Nicole Gatellier et Martine Grelot qui sont indispensables lorsqu'il s'agit de petites cuillères, d'ordre de mission et de toutes ces choses plus ou moins importantes sans lesquelles un laboratoire ne fonctionnerait pas. Je les remercie pour leur gentillesse et leur disponibilité. Merci à tous les chercheurs, ingénieurs, étudiants et autres du laboratoire de sismologie qui ont partagé ces années avec moi. Plus particulièrement, je remercie mes petits camarades de classe, les anciens : Jin , Gilles, Jean-Bernard et les nouveaux (qui ne le sont plus du tout maintenant) Soazig, Hélène, Alexis. Je n'oublie pas non plus Marie et Julie (mi niçoise mi parisienne) qui ont subi avec moi les mêmes cours bien avant la thèse. Je remercie Geneviève Moguilny, experte en TEX et fontes PostScript, pour ces nombreuses critiques.

Nice : Je remercie Jean Virieux pour ces conseils et pour avoir bien voulu être mon rapporteur. Un grand merci à Anne Deschamps pour tout ce qu'elle m'a appris, que ce soit sur les sismogrammes synthétiques ou sur le terrain, et aussi pour sa gentillesse.

Grenoble : Michel Campillo a accepté d'être mon rapporteur et je lui en sais gré. Je tiens aussi à remercier Denis Hatzfeld pour m'avoir donné l'opportunité de partir si souvent voir les salades grecques, et de la confiance qu'il m'a accordée pour les manger.

Que toutes les personnes que j'ai omises dans ces lignes me pardonnent, cet oubli ne peut être qu'involontaire.

Je remercie en dernier, car elle est la première dans mon coeur, ma famille pour son inconditionnel soutien.

Je dédie cette thèse aux refteks, instruments hermétiques et barbares, qui comme elle, sont water proof jusqu'à 5 mètres non garanti !

Résumé

L’observation du mouvement du sol lors d’un séisme présente certaines lois de similitude, quelles que soit la distance de l’observation ou la magnitude de la source sismique. Ce caractère se traduit par une forme particulière du spectre de l’enregistrement appelé “omega deux”.

Sous certaines hypothèses simplificatrices, l’obtention d’une telle forme spectrale dans une approche cinématique passe par une distribution du glissement final dont le spectre est inversement proportionnel au carré du nombre d’onde radial. Cela nécessite aussi une vitesse de rupture constante associée à un temps de mise en place du glissement instantané.

Le modèle pratique développé dans cette thèse se base sur un nombre restreint de paramètres tels que la magnitude et la chute de contrainte. En associant ce processus de rupture cinématique self similaire avec le concept d’isochrone et la théorie des rais, le calcul de synthétiques large bande d’ondes S devient réalisable, à toute distance de la faille.

Cependant, l’effet de directivité de la rupture généré par un tel modèle produit, comme les modèles classiques, des facteurs d’amplification à haute fréquence qui ne sont pas observés. L’observation des spectres des enregistrements obtenus durant le séisme de Landers (1992) conduit à une interprétation spéculative de la dégradation de l’effet directif à haute fréquence par une perturbation de la direction de la rupture à petite longueur d’onde. Un nouveau modèle est réalisé afin de prendre en compte ces effets.

Ce dernier modèle est utilisé pour une application au risque sismique dans le cas du séisme de Lambesc (1909). Une étude paramétrique est réalisée permettant l’obtention de spectres de réponse pour un point donné et une cartographie du risque associé à la faille pour la région.

Enfin, le concept de similitude est appliqué à la technique de sommation de petits séismes pour l’obtention de l’effet d’un grand séisme. Cette approche,

par rapport aux approches classiques, permet de ne plus être limité en haute fréquence et de reconstituer avec plus de facilité le domaine des fréquences intermédiaires.

Abstract

The ground motion observation during an earthquake shows some similarity laws, whatever the distance of the observation or the seismic source magnitude. This feature appears in a particular shape of the record spectrum called “omega square”.

Under some simplifying assumptions, obtaining such a spectral shape, in a kinematic approach, needs a slip distribution with a spectrum inversely proportionnal to the squared radial wavenumber, in the case of a constant velocity rupture associated with an instantaneous slip rise time.

The numerical model developped in this thesis is based on a limited number of parameters as magnitude and stress drop. Associating this self similary kinematic rupture process to the isochrone concept and ray theory, the computation of the broad band S wave synthetics becomes feasible, at any distance from the fault.

Nevertheless, the directivity effect of the rupture generated by such a model produces, as classical models, large amplification factors at high frequencies which are not observed. The observation of spectra recorded during the Landers earthquake (1992) leads to a speculative interpretation of the directivity effect degradation at high frequencies obtained by a perturbation of the rupture direction at small wavelengths. A new model is developped in order to take into account this effect.

This last model is used for an application to the seismic risk in the case of the Lambesc earthquake (1909). A parametric study is achieved, which provides response spectra for a specific site and a mapping of the seismic hazard associated to the fault in the region.

Finally, the similarity concept is applied to the small earthquakes summation technique to obtain the effect expected for a large one. This approach, in comparison with classical approaches, is not limited in high frequencies and allows

to reconstruct more easily the intermediate frequency domain.

Tables des matières

Résumé	5
Abstract	7
Introduction	11
I. Le modèle théorique	13
I.1 Introduction	13
I.2 Cahier des charges	14
I.3 Singularités et omega deux	18
I.4 Self-similarité et omega deux	24
I.5 Cinématique du modèle	27
I.6 Conclusion	28
II. Le modèle pratique	31
II.1 Paramétrisation et lois d'échelles	31
II.2 Distribution de la dislocation	37
II.3 Propagation et accélérogrammes synthétiques	43
II.4 Stabilité et validité	49
II.5 Conclusion	56
III. La directivité	57
III.1 Introduction	57
III.2 Observations et interprétation	59
III.3 Modélisation	73
III.4 Conclusion	80

IV. Applications au risque sismique.....	81
IV.1 Introduction.....	81
IV.2 Influence sur les spectres de réponse	82
IV.3 Géométrie source station	93
IV.4 Conclusion	112
V. Sommation de fonctions de Green empiriques.....	115
V.1 Introduction	115
V.2 Une méthode basée sur le modèle k -deux	117
V.3 Test synthétique	121
V.4 Conclusion.....	125
Conclusion	127
Références	131
Annexe 1: champ et source, lointains et proches.....	139
Annexe 2: intégrales analytiques sur les isochrones.....	143
Annexe 3: A kinematic self similar rupture process for earthquakes.....	151

Introduction

L'étude présentée ici a pour cadre la modélisation cinématique des sources sismiques. Ayant été financée par le Bureau de Recherches Géologiques et Minières, elle est orientée au niveau de ses contraintes et de ses applications à l'aléa sismique.

La modélisation cinématique de la source sismique n'est pas un sujet nouveau. Depuis les années 60, il existe un grand nombre de modèle. Par contre, peu de ces modèles se sont attachés à une étude sur l'ensemble des fréquences rayonnées par la source. Le second problème est de réaliser ceci pour des distances faibles par rapport à la taille de la source.

Le premier chapitre résume donc l'historique des modèles cinématiques et présente les concepts permettant d'obtenir un modèle contenant à la fois les hautes et basses fréquences.

Le second chapitre est l'application pratique numérique du modèle théorique présenté dans le chapitre 1. Cette application est contrôlée par un petit nombre de paramètres et s'appuie fortement sur les statistiques obtenues des observables (approche phénoménologique).

Le modèle élaboré dans ces deux chapitres met en évidence la difficulté de prendre en compte les effets de la directivité de la rupture à haute fréquence. Dans le troisième chapitre, une interprétation, déduite des données enregistrées au cours du séisme de Landers (1992) permet de corriger le modèle initial.

Le chapitre 4 est une application du modèle à l'aléa sismique. Une étude est réalisée sur le séisme de Lambesc (1909) soit d'un point de vue régional par l'obtention de cartes d'accélération horizontale maximale du sol autour de la faille, soit par le calcul de spectres de réponse pour un site représentant la position d'Aix-en-Provence par rapport au séisme.

Enfin, le dernier chapitre traite de la technique de sommation de petits séismes afin d'obtenir l'effet d'un séisme majeur. Les concepts contrôlant le

modèle élaboré dans les premiers chapitres s'appliquent facilement à cette technique. Cette partie, un peu en marge du reste de l'étude ne présente qu'un seul test synthétique.

Chapitre I

Le modèle théorique

I.1 Introduction

La source sismique n'est pas, dans sa majeure partie, observable. Seuls ses effets le sont. Les quelques observations nous montrent une complexité sur plusieurs ordres de grandeur ($1 \text{ à } 10^6 \text{ m}$). La modélisation d'un tel objet est donc difficile, d'une part parce que notre référence n'est pas la cause mais ses effets, et d'autre part parce que les dimensions de l'objet nécessitent un calcul coûteux.

L'approche choisie dans cette thèse est cinématique. Ceci implique comme données a priori l'histoire spatio-temporelle du glissement sur le plan de faille. Le modèle part donc de la différence entre l'état final et l'état initial de la rupture, au contraire des modèles dynamiques. Ces derniers nécessitent des lois constitutives (sur la résistance, la friction) et partent d'un état initial. Le modèle dynamique est alors apporté à un point critique et la rupture se développe d'elle-même. Malheureusement, dans l'état actuel de la recherche, les modèles dynamiques ne sont pas suffisamment au point pour générer des synthétiques pouvant être comparés aux observables. Par contre, les modèles cinématiques, où des paramètres "gênants" comme la friction n'ont pas lieu d'apparaître, sont assez développés pour obtenir des signaux synthétiques, bases de la comparaison possible entre modèle et réalité.

La complexité à différentes échelles est résolue par une approche phénoménologique macroscopique, basée sur un nombre restreint de paramètres. Dans cette étude, il sera fait de nombreuses fois référence aux lois d'échelles. Ces lois d'échelles sont le plus souvent des lois entre plusieurs paramètres macroscopiques (moment, chute de contrainte moyenne, longueur caractéristique de la rupture...) obtenues par régression sur des bases de données d'observables. Il est clair que ces lois sont sujettes à discussion et que, le nombre de données disponibles augmen-

tant en nombre, et aussi en qualité, l'approche macroscopique s'affine (influence du cadre tectonique). Certaines de ces lois seront admises telles quelles. D'autres, plus sujettes à controverse dans un cadre cinématique, seront discutées.

Il est important de se rappeler durant toute cette étude qu'il ne s'agit que d'un modèle, basé sur des lois macroscopiques. On ne peut modéliser chaque séisme particulier avec un modèle général. Seule une tendance globale, à définir, peut être modélisée.

I.2 Cahier des charges

La définition de la validité d'un modèle est sa capacité à reproduire les résultats qu'on attend de lui. Cette définition est donc très relative et dépend du "cahier des charges" incombant au modèle. Elle permet par contre d'utiliser des adjectifs qualificatifs de valeur pour les différents modèles étudiés. Les adjectifs "correct" ou "réaliste" qui n'ont aucun sens strict pour une modélisation peuvent alors être employés en rapport à ce qui est attendu du modèle. C'est pourquoi, il est nécessaire de définir, dès maintenant, pour le modèle, ce qu'il doit pouvoir simuler et son domaine d'application. Il faut aussi discuter ses bases car elles seules rattachent le modèle aux observables. Sans cette discussion, une modélisation devient simplement un exercice de style sans aucun intérêt.

L'obtention d'accélérogrammes ou mouvements forts* sert à la prévention du risque sismique, c'est-à-dire à la définition de normes de construction adéquates pour les bâtiments. En estimant la magnitude maximale pouvant survenir près d'un bâtiment avec une distance minimale, l'accélérogramme correspondant à cette configuration permet d'obtenir un spectre de réponse. Ce dernier donne la courbe maximale de vitesse cisailante en fonction de la période que doit pouvoir supporter la superstructure du bâtiment. Deux approches sont utilisées dans ce domaine. La plus courante est l'utilisation de banques de données d'accélérogrammes catalogués par le couple magnitude-distance (Joyner et Boore (1981), Fukushima et Tanaka (1990), Petrovski (1986), Mohammadioun et Mohammadioun (1980)). Le principal défaut de cette approche est le sous-échantillonnage des banques de données dans l'espace magnitude-distance. En effet, les dommages aux bâtiments seront d'autant plus importants que la magnitude du

* Mouvements sismiques susceptibles de provoquer des dommages aux constructions.

séisme sera importante et que la distance à la source sera faible. C'est justement dans ces deux domaines où le nombre d'enregistrements fait défaut. Un autre problème est lui géographique. La France est dans une zone qualifiée de sismicité modérée, comme l'Est des Etats-Unis. Dans ce cas, la banque de données est considérablement appauvrie, notamment pour les grands séismes qui peuvent survenir, comme l'attestent les données de sismicité historique du fichier SIRENE du BRGM (Le dernier séisme meurtrier en France est le séisme de Lambesc (1909)). Dans ce cas, on doit faire appel à des bases de données telles que celles de Californie ou du Japon. Mais le contexte sismotectonique dans ces régions est très différent de celui de la France.

L'autre approche est radicalement différente. La première approche est basée sur des statistiques réalisées sur des observables. La seconde est entièrement synthétique. Il s'agit d'avoir un modèle de source sismique qui puisse générer des accélérogrammes synthétiques et aussi des spectres de réponses dans tout l'espace magnitude-distance. Ces synthétiques doivent développer des caractéristiques comparables aux statistiques faites sur des observables dans un même domaine. L'avantage d'une telle approche est qu'on s'affranchit de la pauvreté des banques de données. On peut considérer ceci comme une extrapolation de la première approche. Le principal défaut est qu'il s'agit seulement d'un modèle.

L'application au risque sismique nous impose donc le caractère large bande du modèle (bande de fréquence de résonance des bâtiments $0.1 - 25 \text{ Hz}$) et son application à n'importe quelle distance de la source. L'approche synthétique n'est pas nouvelle. Boore (1983) révolutionne l'approche du risque sismique avec un modèle très simple et pourtant très efficace. Il se sert du caractère stochastique haute fréquence des accélérogrammes pour les simuler à partir d'un bruit blanc dimensionné en temps et en amplitude spectrale. Les résultats quant au pga sont comparables aux observables. Le problème est que cette approche n'est valable que pour un point source et donc n'est pas applicable proche de la faille (source proche, voir Annexe 1). Bernard (1987) suit approximativement la même approche en développant la "méthode spectrale" (Bernard et Mouroux (1986), Bernard (1987)). Tandis que Boore se limite à des statistiques sur les pga, Bernard affine la forme spectrale du dimensionnement afin d'obtenir des spectres de réponses. Ces deux dernières approches utilisent une forme spectrale en ω deux, forme que l'on veut aussi obtenir dans notre modèle. Quelle est la justification de ce "Credo" pour la modélisation d'accélérogramme?

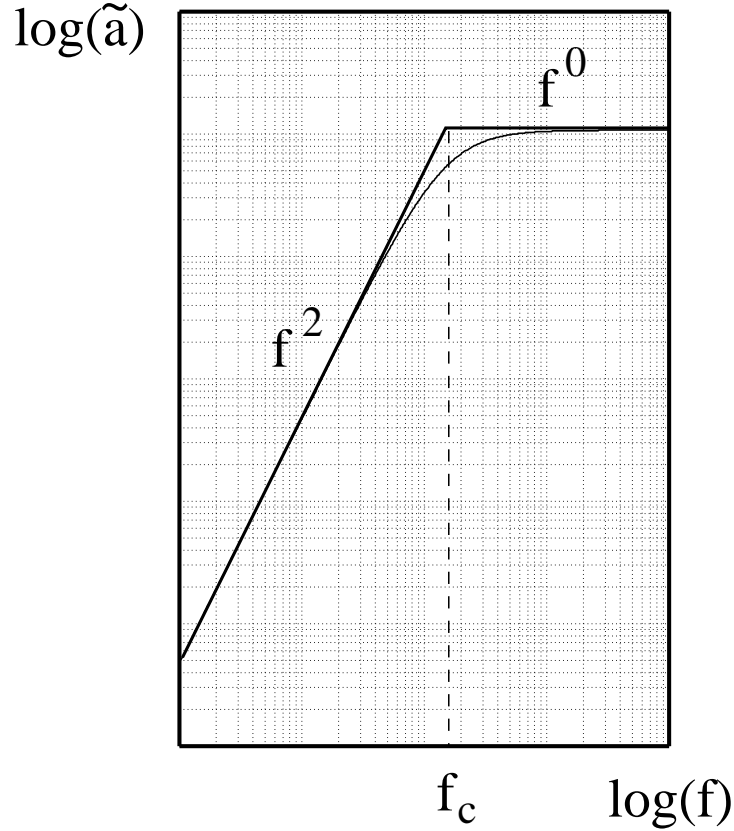


Figure I.2.1: modèle ω deux pour le spectre de l'accélération. Le spectre est supporté par deux asymptotes qui s'intersectent à une fréquence appelée fréquence coin, proportionnelle à la durée du signal et donc de la rupture. L'amplitude à cette fréquence est la moitié de l'amplitude du plateau haute fréquence.

La forme spectrale en ω deux est introduite pour la première fois par Aki (1967) et repris par Brune (1970) pour les accélérogrammes:

$$\tilde{u}(f) \propto \frac{f^2}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \quad (1.2.1)$$

où \tilde{u} est le spectre de l'accélération, f la fréquence et f_c la fréquence coin (figure I.2.1). Ce spectre a une asymptote basse fréquence en f^2 et une en haute fréquence en f^0 . Il est important de noter que dans le domaine spectral, on parlera de pente pour un paramètre à une puissance quelconque (par ex. une pente en ω^2) dû à la représentation qui est généralement de type logarithmique. L'observation des spectres rayonnés en téléseismique pour de très grands séismes montre en moyenne cette forme spectrale (Aki (1967), Houston et Kanamori (1986)).

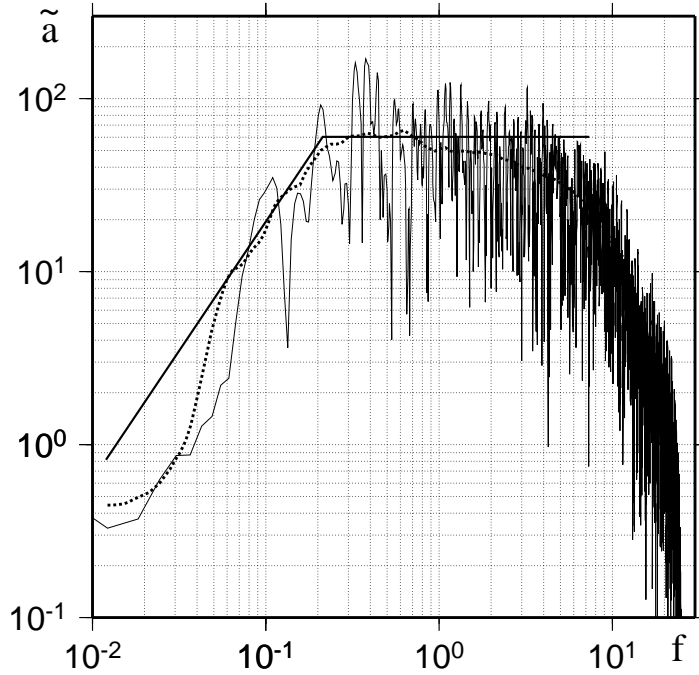


Figure I.2.2: *spectre de l'accélération à la station Amboy pour le séisme de Landers (1992) (enregistrement à environ 100 km, composante Nord). La courbe en pointillés est le spectre lissé et la courbe en trait épais représente les asymptotes du modèle ω deux. Le modèle suit bien le spectre jusqu'à 1 Hz. Au-delà de cette fréquence intervient l'atténuation liée à la propagation puis vers 3 – 4 Hz, l'atténuation liée à l'altération des couches superficielles.*

Le spectre en source proche est souvent perturbé par des effets de propagation (atténuation et effets de site) mais les enregistrements au rocher* donnent de nombreux exemples de ω deux (San Fernando, Landers,.. (figure I.2.2)). Cette forme spectrale est donc généralement observée sur un grand nombre d'enregistrements et sur une grande gamme de magnitude. Même si la disparité autour de ce modèle est importante, il représente un spectre acceptable dans le cadre d'une modélisation d'accélérogramme moyen (au sens propre bien sûr) pour l'évaluation du risque sismique.

La zone de rupture est décrite dans le modèle par une surface plane rectangulaire. Cette description peut faire hurler tout tectonicien qui se respecte. Du point de vue de la modélisation, le rayonnement télésismique est expliqué généralement par un double couple à la source, qui contient dans sa définition

* Un enregistrement au rocher est un enregistrement effectué sur un sol dépourvu d'effet de site particulier (bassin,..).

la notion de plan. Cette description est basse fréquence et est liée à une représentation de point source. Si on prend maintenant une source étendue, cette source peut être considérée simplement comme un semis de points source sur une surface, corrélés dans le temps par une histoire de rupture. De nombreuses inversions de données télésismiques montrent une variation du mécanisme dans un même séisme. Cela provient d’une surface complexe (multi-segments (El Asnam (1980), Irpinia (1980), Iran (1990), Landers (1992),...) ou courbure du plan (zone de subduction)) ou d’une variation sur le même plan de la direction du glissement (Imperial Valley (1979)). Le fait de considérer la rupture comme un plan avec la même direction de glissement n’est pas absurde dans le sens de la modélisation. En effet, une fois le modèle établi pour un séisme, que l’on appellera séisme unitaire (mécanisme et caractéristiques basses fréquences constantes), il suffit de combiner ces séismes unitaires pour générer des géométries plus complexes.

Nous voulons donc obtenir, à partir d’un modèle de source cinématique étendue, dépendant d’un petit nombre de paramètres déterministes, un spectre rayonné de type ω deux. Son domaine d’application doit être large bande et valable à toute distance de la source (notamment en source proche). Le signal doit tenir compte des paramètres basses fréquences de la source (diagramme de rayonnement, directivité...) et avoir des caractéristiques (de type pga par exemple) compatibles avec les statistiques sur les observables.

L’âme du modèle étant présentée, il est intéressant de passer en revue rapide les différents modèles cinématiques rayonnant notre "Credo" spectral.

I.3 Singularités et omega deux

Le rayonnement haute fréquence dans un modèle cinématique provient des variations de la vitesse de glissement ou de la vitesse de rupture et principalement des deux à la fois. La variation de ces vitesses ayant des effets similaires sur le rayonnement, les variations de l’une peuvent être remplacées par les variations de l’autre dans un modèle. C’est pourquoi la plupart des modèles cinématiques considèrent la vitesse de rupture, paramètre difficile à contrôler quant au rayonnement, comme constante et reportent l’origine du rayonnement haute fréquence sur les variations de la vitesse de glissement. Les modèles présentés dans cette partie ont donc tous une vitesse de rupture constante.

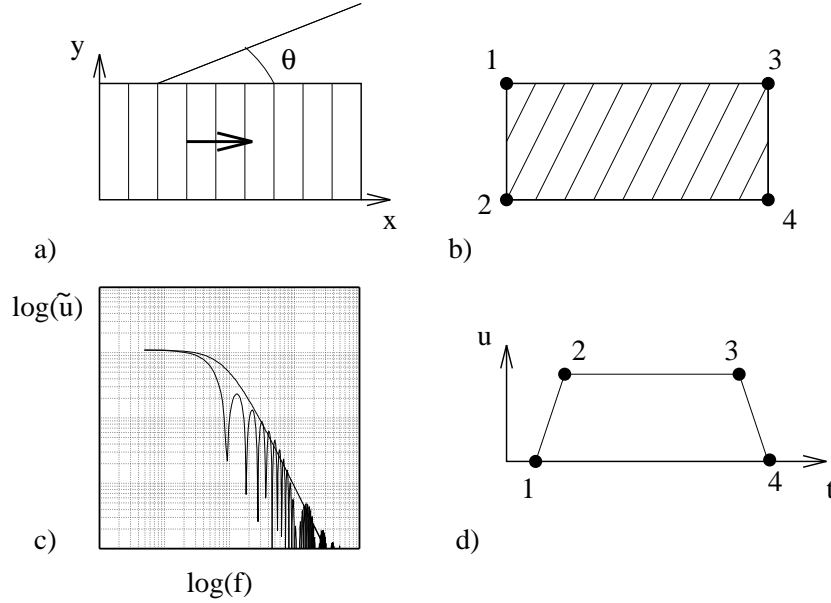


Figure I.3.1: Représentation du modèle cinématique de Haskell. Le plan de faille est rectangulaire (a) avec une dislocation constante. La rupture unilatérale, symbolisée par la flèche, donne des iso-temps de rupture parallèles à y . Pour une station en champ lointain observant la faille sous un angle θ , on obtient les isochrones représentées en (b). Le déplacement à la station a alors une forme trapézoïdale (d). Le spectre du déplacement en (c) supporte une enveloppe en ω carré (courbe lisse).

Le modèle de Haskell (1964) pour une rupture cinématique est le modèle le plus simple de source étendue générant un rayonnement de type ω deux. Il est toujours employé notamment dans de nombreuses inversions. La dislocation sur le plan de faille rectangulaire est considérée comme constante. La fonction source élémentaire est une fonction Heaviside. La dislocation se met donc en place instantanément au passage du front de rupture. Le plus original dans le modèle est la nucléation. En effet, la nucléation ne se fait pas à partir d'un point mais d'une ligne. La cinématique de la rupture est définie comme suit: la rupture est unilatérale; la ligne source est parallèle à un bord et se propage à vitesse constante parallèlement à la direction de la faille (figure I.3.1a). En introduisant le concept d'isochrone (Bernard et Madariaga (1984), Spudich et Frazier (1984)), le déplacement à une station (u), regardant la faille sous un angle Θ (angle entre la direction de la faille et le plan vertical contenant la source et la station), s'exprime ainsi:

$$u(t) = \frac{1}{1 - \frac{v_r}{c} \cos \theta} B \Delta u \int dl. \quad (1.3.1)$$

Le premier terme représente le coefficient de directivité dépendant du rapport des vitesses de rupture (v_r) et de propagation (c) (voir le Chapitre III). B est un coefficient ne dépendant que de la configuration source-station dès que l'on se situe en source lointaine. Le déplacement ne dépend donc que de la longueur de l'isochrone (dernier terme de l'équation 1.3.1). Dans le cas d'un modèle Haskell, la forme des isochrones sur le plan de faille est très simple (figure I.3.1b). La ligne source du départ devient un point source apparent au coin numéroté 1 de la faille. La longueur de l'isochrone augmente ensuite linéairement jusqu'au second coin. Puis la longueur reste constante sur une partie importante de la faille jusqu'au moment où l'isochrone atteint le troisième coin. La longueur décroît ensuite linéairement à zéro. Le résultat donne une forme trapézoïdale au déplacement (figure I.3.1d). Si on considère l'accélération, on obtient un signal composé de quatre Diracs. Le spectre d'une telle fonction est en ω deux (figure I.3.1c). Le grand atout de ce modèle est sa simplicité et pourtant, il permet d'obtenir des résultats corrects quant à la fréquence coin, le moment sismique, la forme spectrale et la prise en compte de la directivité. Le défaut majeur est que ce modèle n'est valable qu'en source lointaine. En effet, les hautes fréquences ne sont générées que par des points singuliers peu nombreux (en l'occurrence, les quatre coins du plan de faille). Cela donnerait donc des valeurs très surestimées des pga et des formes d'ondes pour le moins singulières en source proche.

Le concept d'isochrone nous permet de regarder une nucléation plus classique. On peut utiliser une nucléation ponctuelle avec une vitesse de rupture constante. Les isochrones sur le plan de faille vont s'allonger dans la direction de la station (figure I.3.2). Dans cette configuration, le signal sera toujours contrôlé par des singularités se situant cette fois sur les bords de la faille. Ces points sont les lieux où l'isochrone est tangente au bord (Bernard et Madariaga (1984)). Si la vitesse de glissement est un Dirac, le déplacement à la station sera proportionnel à \sqrt{t} et son spectre aura une pente haute fréquence en $f^{-2/3}$. En prenant une fonction source élémentaire de type fracture quasi-dynamique ($\sqrt{t}H(t)$), on retrouve alors une pente f^{-2} en haute fréquence pour le spectre rayonné (figure I.3.3). Si avec ce modèle, la nucléation est plus classique, le problème du calcul en source proche reste le même.

Les hautes fréquences dans ces deux précédents modèles ne sont générées que sur les bords de la faille. Les inversions dans la littérature nous montrent que si, en effet, l'émission des hautes fréquences est localisée sur le plan de faille,

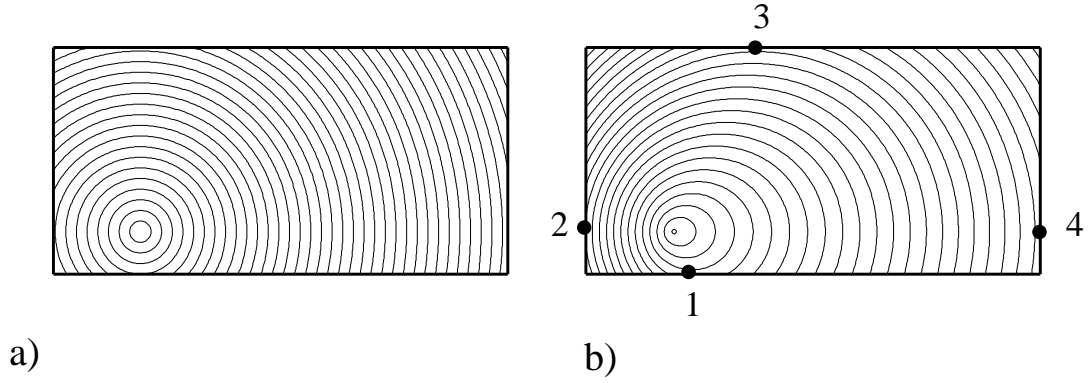


Figure I.3.2: les courbes iso-temps sont représentées sur le plan de faille pour les temps de rupture en (a) et pour les isochrones en (b). La géométrie source-station est la même que dans la figure I.3.1a. Le rayonnement haute fréquence ne se fait pas sur les coins du plan de faille, comme pour le modèle de Haskell, mais sur les bords quand l'isochrone est tangente à ceux-ci (points noirs sur la figure b).

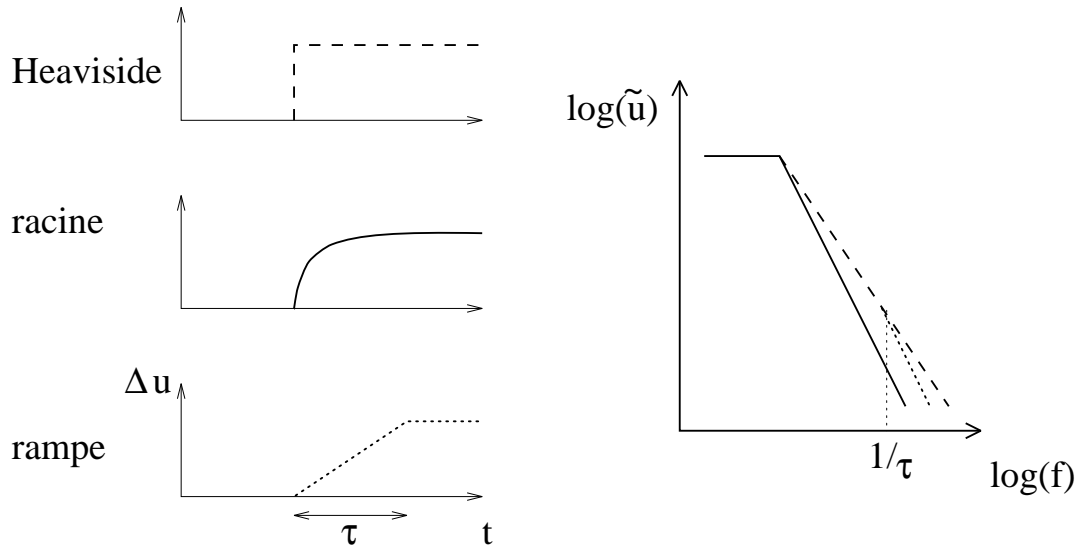


Figure I.3.3: à gauche sont dessinées les trois fonctions sources élémentaires les plus utilisées dans un modèle cinématique (Heaviside, racine, rampe). Appliquées à un modèle de type Haskell modifié avec un point de nucléation, elles donnent des spectres rayonnés de déplacement en champ lointain différents en haute fréquence. La fonction Heaviside développe une pente en $f^{-2/3}$ (courbe en tirets) tandis que la fonction racine nous donne le spectre en ω carré (f^{-2} , courbe continue). La fonction rampe se comporte comme un filtre passe-bas à la fréquence correspondant à son temps de mise en place τ ($f^{-2/3}$ puis $f^{-5/3}$ à partir de la fréquence $1/\tau$).

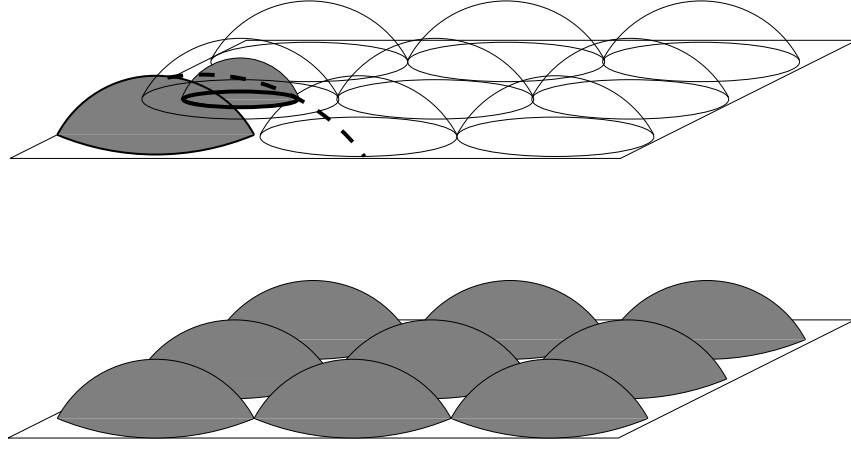


Figure I.3.4: modèle de Papageorgiou et Aki (1983). La figure en bas représente un exemple d'état final du glissement sur le plan de faille. Le glissement correspondant aux fissures est grisé. En haut est dessiné un instantané de l'histoire de la rupture. Le front de rupture basse fréquence virtuel est représenté en tirets. Le front de rupture haute fréquence est en trait plein. Chaque fissure se déclenche au passage du front de rupture basse fréquence en son centre. Les vitesses de rupture basse et haute fréquences étant identiques, les deux fronts sont tangents en un point. Dans cette figure, une fissure a fini de rompre tandis qu'une autre se met en place.

ces localisations sont distribuées sur tout le plan de faille. Papageorgiou et Aki (1983) proposent un modèle permettant de distribuer les émissions hautes fréquences sur le plan de faille. Il s'agit du modèle de "Cookie box". Le plan de faille est pavé de fissures qui rompent au passage du front de rupture (figure I.3.4). Ce modèle appartient à la famille des modèles de source composite (somme de sources de petites dimensions afin de générer le rayonnement d'une grande source). Dans ce genre de modèle, comme pour le problème des sommes de fonctions de Green empiriques qui est similaire, les deux difficultés majeures à résoudre sont la distribution dimensionnelle des petites sources (taille caractéristique et glissement moyen) et les phases (corrélation spatiale et cinématique de la rupture). Dans le modèle de Papageorgiou et Aki (1983), les sources élémentaires ont toutes la même dimension et pavent complètement la surface du plan de faille (figure I.3.4). Les lois d'échelles nous imposent un rapport $\bar{\Delta}u/L$ compris entre 10^{-4} et 10^{-5} de façon à obtenir des valeurs de chute de contrainte comprises entre 1 et 10 MPa (par ex. Kanamori et Anderson (1975), Hanks (1977), Scholz (1990)). Dans le modèle de "Cookie box", si on fixe la chute de contrainte à ces dernières valeurs, le glissement moyen sur le plan de faille va

être sous-estimé. Au contraire, si le glissement moyen est fixé par rapport à la longueur caractéristique de la faille suivant les lois d'échelles, alors la chute de contrainte moyenne est surestimée. Autrement dit, ce modèle ne peut modéliser correctement le rayonnement à la fois en haute et basse fréquence.

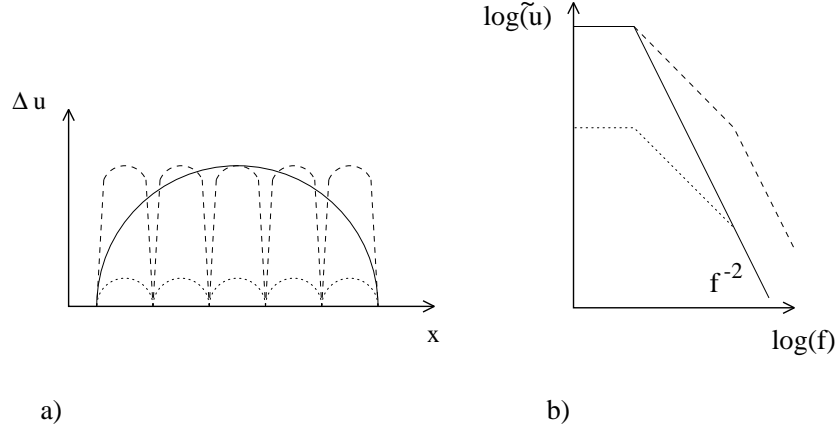


Figure I.3.5: représentation des spectres rayonnés par différentes paramétrisations du modèle de "Cookie box". Si le glissement correspond à une seule fissure (représentée en coupe en (a): trait plein), le spectre rayonné sera en ω carré. Si on augmente le nombre de fissures sur le plan de faille en gardant la même chute de contrainte moyenne, on obtient les courbes en pointillés et le spectre montre une déficience en basse fréquence tandis que le spectre haute fréquence est correct. Si on garde non plus la chute de contrainte constante mais le glissement moyen, les hautes fréquences seront surestimées et les basses fréquences seront correctes (traits en tirets).

Le rayonnement des "Cookie box" étant indépendant de la taille des fissures à haute fréquence, s'il est dimensionné par une chute de contrainte réaliste, son spectre haute fréquence aura un niveau spectral correct quelle que soit la dimension des fissures. Par contre, plus le nombre de fissures augmentera (et donc plus leur dimension caractéristique sera petite), plus le niveau basse fréquence sera faible. Seule une paramétrisation avec une seule fissure donnera le bon niveau spectral basse fréquence mais dans ce cas, le rayonnement haute fréquence sera localisé sur les bords de la faille comme dans les deux précédents modèles. Si on augmente le glissement moyen dans les fissures pour ajuster les basses fréquences, alors ce seront les hautes fréquences qui seront surestimées (figure I.3.5). Le modèle de "Cookie box" ne peut donc servir à une modélisation large bande et sert uniquement pour estimer des paramètres tel que le pga ou l'accélération rms,

qui peuvent être reliés simplement au niveau spectral haute fréquence. L'autre problème de ce modèle est de relier la paramétrisation des fissures à une physique quelconque.

L'enjeu dans les modèles cinématiques à vitesse de rupture constante est donc de trouver une distribution de glissement sur le plan de faille de manière à modéliser à la fois les parties haute et basse fréquence du spectre rayonné. Les distributions self-similaires nous offrent cette possibilité.

I.4 Self-similarité et omega-carré

Cette partie est essentiellement développée dans l'Annexe 3. Seuls les principaux résultats sont repris.

La méthode consiste à regarder la distribution du glissement sur le plan de faille dans l'espace des nombres d'ondes. La première hypothèse est de considérer que le glissement est isotrope sur le plan de faille, et donc que le spectre du glissement $\tilde{\Delta}u$ dépend du nombre d'onde radial k et de la longueur caractéristique du plan de faille L à une puissance n , contraint par le niveau basse fréquence $\tilde{\Delta}u_L(0)$:

$$\tilde{\Delta}u_L(k) = \tilde{\Delta}u_L(0) \left(\frac{1}{k L} \right)^n \quad (1.4.1)$$

pour $k > 1/L$ et

$$\tilde{\Delta}u_L(k) = \tilde{\Delta}u_L(0)$$

pour $k < 1/L$. Le terme basse fréquence est facilement reliable à la chute de contrainte moyenne $\bar{\Delta}\sigma$ et à L :

$$\tilde{\Delta}u_L(k) = C \frac{\bar{\Delta}\sigma}{\mu} L^3 \left(\frac{1}{k L} \right)^n \quad (1.4.2)$$

pour $k > 1/L$ et

$$\tilde{\Delta}u_L(k) = C \frac{\bar{\Delta}\sigma}{\mu} L^3$$

pour $k < 1/L$. μ est la rigidité du milieu et C un facteur de forme proche de 1. Ces dernières relations sont valables quel que soit le modèle self-similaire choisi (quel que soit n). Elles sont contraintes par leur homogénéité. Il faut donc émettre une autre hypothèse pour déterminer la valeur de n et par conséquent la pente du spectre du glissement. Le caractère self-similaire est donc défini tel

que: pour une longueur d'onde donnée du glissement, son amplitude sur le plan de faille est indépendante de la longueur caractéristique de cette faille. On fait l'hypothèse que cette amplitude est contrôlée localement et dépend du milieu. Sous cette hypothèse, on peut démontrer que n égal 2 (voir Annexe 3).

La même analyse peut être faite pour la distribution de la chute de contrainte $\tilde{\Delta}\sigma$ sur le plan de faille. L'homogénéité nous impose:

$$\tilde{\Delta}\sigma_L(k) = A \mu \frac{L^p}{k^{2-p}} \quad (1.4.3)$$

pour $k > 1/L$ et pour $k = 1/L$:

$$\tilde{\Delta}\sigma_L(1/L) = A \mu L^2$$

où A est une constante adimensionnelle. Il faut noter que la chute de contrainte moyenne sur le plan de faille est nulle. Si on se restreint à la zone de rupture, elle est égale à $A \mu$ (voir Annexe 3) et est indépendante de la dimension caractéristique L . En suivant le même raisonnement que pour le glissement, on obtient une valeur de p égale à 1. Dans ce cas, la chute de contrainte rms sur la zone de rupture diverge. Cette divergence en logarithme est très lente et reste dans la limite des observables. Nous obtenons donc pour $k > 1/L$:

$$\tilde{\Delta}u_L(k) = C \frac{\bar{\Delta}\sigma}{\mu} \frac{L}{k^2} \quad \tilde{\Delta}\sigma_L(k) = A \mu \frac{L}{k}$$

La combinaison de ces deux dernières équations donne une relation entre le spectre du glissement et le spectre de la chute de contrainte sur la zone de rupture:

$$\tilde{\Delta}\sigma_L(k) = k \frac{\mu}{C} \tilde{\Delta}u_L(k) \quad (1.4.4)$$

Cette relation est indépendante de L . En extrapolant cette relation aux petits nombres d'ondes $k < 1/L$ et en considérant que le spectre du glissement est plat pour ces nombres, le spectre de la chute de contrainte sur le plan de faille en entier est en k jusqu'au nombre d'onde $k = 1/L$. Un tel comportement spectral nous donne notamment une valeur moyenne nulle de la chute de contrainte sur le plan de faille. Il faut noter ici que la relation (1.4.4) est une approximation de la relation donnée par Andrews (1980a) pour n'importe quel k . La complexité de cette expression dans son article provient de la différence de comportement entre les modes II et III reliant le glissement et la chute de contrainte (voir Annexe 3).

Pour obtenir ces résultats, aucune hypothèse ne porte sur la forme du spectre rayonné avec une telle distribution.

Dans la littérature, le premier à parler de distribution self-similaire sur le plan de faille est Hanks (1979). Il traite uniquement le problème de la distribution de la chute de contrainte. Il pose comme condition que la chute de contrainte moyenne dans la zone de rupture doit être indépendante de la longueur caractéristique. Il trouve alors une valeur de p égale à zéro. Cependant, tout modèle ayant une valeur de p tel que $0 \leq p < 1$, a cette propriété. Son choix de la valeur de p n'est donc pas plus justifié que le choix d'une autre valeur comprise entre 0 et 1.

Le modèle développé par Andrews (1980b,1981) montre la difficulté de mise en place et les limites des modèles cinématiques self-similaires. Son modèle est construit dans l'espace (k_x, k_y, ω) . Il montre que la dépendance de la vitesse de glissement doit être en k^{-2} et en ω^{-2} pour obtenir un spectre rayonné en ω^{-2} . La distribution des phases pour obtenir une histoire de la rupture cohérente pose alors un problème. Les phases dans son modèle sont stochastiques et il obtient des synthétiques peu réalistes. Il est donc difficile de contrôler à la fois la cohérence spatiale et temporelle, en ayant des contraintes spectrales associées à la self-similarité, nécessaires à une modélisation cinématique de la source. En fait, le spectre temporel de la mise en place du glissement en un point donné a peu d'influence sur le rayonnement par rapport à la cohérence spatiale et temporelle de la vitesse de glissement entre points voisins au commencement et à la fin du glissement.

Frankel (1991) obtient le même résultat en k^{-1} pour la distribution de la chute de contrainte à partir d'un modèle fractal de distribution de fissure de dimension $D = 2$. Ce modèle tient plus des modèles de sources composites que des modèles self-similaires continus. Le défaut de cette approche est qu'elle ne peut supporter une cinématique et donc servir à l'obtention de signaux synthétiques. De plus, la sommation des fissures ne considère que la zone de rupture de chaque fracture, ce qui pose un problème si on regarde la chute de contrainte qui est non nulle à l'extérieur de cette zone.

La distribution du glissement étant réalisée, il faut trouver une cinématique conservant le caractère self-similaire tout en assurant une cohérence de l'histoire de la rupture.

I.5 Cinématique du modèle

La cinématique de la rupture est représentée par deux paramètres: la vitesse de rupture et le temps de mise en place du glissement final en un point de la faille (τ). Les arguments exposés au début de la partie 3 de ce chapitre sont toujours valables en ce qui concerne une vitesse de rupture constante. Un autre argument, d'ordre pratique, est qu'une vitesse de rupture constante lie l'espace et le temps, les fréquences et les longueurs d'onde. Quelle distribution prendre dans ce cas pour le temps de montée et quelle est sa forme temporelle?

D'un point de vue dynamique, cela revient à se demander ce qui arrête le glissement en un point donné de la faille. Deux hypothèses existent. La première est une phase se propageant à la vitesse des ondes cisailantes à partir des points arrêtés (Savage (1966)). Le signal généré par ce processus est appelé phase d'arrêt. Par sa définition, cette hypothèse lie le temps de montée moyen à la dimension caractéristique de la zone de rupture. La seconde hypothèse proposée par Heaton (1990) est une phase contrôlée localement. Cette phase de cicatrisation (healing phase), liée à l'énergie de fracture disponible, donne un temps de mise en place du glissement, plus court que celui de la phase d'arrêt.

D'un point de vue cinématique, si on fait l'hypothèse que la mise en place du glissement est linéaire en temps (fonction source élémentaire de type rampe), le problème est de définir la durée de cette montée. Les inversions effectuées à partir de mouvements forts montrent que la mise en place du glissement est de courte durée (e.g. Heaton (1990)). Cette observation serait donc plus en faveur d'un modèle de cicatrisation de la rupture. Il faut noter cependant que si la dimension caractéristique d'une faille se rapporte à sa largeur ("modèle W"; Scholz (1982)), une phase d'arrêt provenant des bords peut donner un temps de montée court, notamment dans les mécanismes de type décrochement. Mais on peut se demander quelle confiance on peut avoir sur les résultats d'inversion quant au temps de montée du glissement. Il faut rappeler que les modèles cinématiques employés dans ces inversions considèrent pour la plupart un temps de montée uniforme sur le plan de faille. Dans ce cas, le temps de montée se comporte comme un filtre passe-bas sur le spectre rayonné (convolution du signal avec une boîte de largeur τ). Le spectre est multiplié par une pente en ω^{-1} à partir de la fréquence $1/\tau$. Cette analyse est claire dans l'article de Hartzell et Mendoza (1991). Leurs résultats d'inversion ne changent pas, tant que $1/\tau$ est supérieur au domaine de

fréquence utilisé. Dès que τ entre dans ce domaine, leurs résultats se dégradent. Cela revient à dire que leur modèle utilise en fait une mise en place du glissement instantanée par rapport au domaine de fréquence dans lequel ils travaillent (fonction source de type Heaviside). Cette durée, ou plutôt cette absence de durée, de la mise en place du glissement n'est pas physique et ne correspond à aucun modèle dynamique de rupture. Pourtant, un temps de montée nul a des propriétés très intéressantes dans le cadre d'un modèle cinématique. En effet, il permet de lier le temps de mise en place d'un glissement de longueur d'onde donnée, à cette longueur d'onde (Annexe 3). Donc avec une paramétrisation irréaliste au sens physique du temps de montée, on obtient une propriété de self-similarité dans la cinématique définie dans l'espace (x,y,t) .

Pour conserver le caractère self-similaire du modèle, nous avons donc besoin d'une part, d'une vitesse de rupture constante pour lier l'espace et le temps, et d'autre part, d'un temps de montée instantané pour conserver, dans l'espace des fréquences et des nombres d'ondes, le caractère self-similaire. En considérant un modèle cinématique de type Haskell qui a ces deux dernières propriétés, Bernard (1987) démontre que le rayonnement, en champ lointain à haute fréquence, a un spectre de déplacement \tilde{u} proportionnel au spectre isotrope haute fréquence du glissement $\tilde{\Delta}u$ (voir Annexe 3):

$$\tilde{u}(\omega) \propto \tilde{\Delta}u(k_x = \frac{1}{C_d} \frac{\omega}{v_r}, k_y = 0) \quad (1.5.1)$$

C_d est le coefficient de directivité. Si on combine maintenant cette expression avec la distribution de glissement self similaire en k^{-2} , on obtient le modèle classique de rayonnement en ω^{-2} .

I.6 Conclusion

Le résultat principal est atteint. Pour obtenir un modèle cinématique de source étendue générant un spectre rayonné en ω^{-2} , il suffit d'avoir une distribution de glissement en k^{-2} sur le plan de faille, une vitesse de rupture constante et un temps de montée du glissement instantané.

Si on prend séparément ces deux derniers paramètres, les conditions qu'on leur impose sont peu physiques. Pourtant, réunies, elles nous donnent le spectre rayonné souhaité. Elles nous donnent aussi des contraintes sur la distribution réelle de ces paramètres sur le plan de faille.

Nous savons que l'effet des variations de vitesses de rupture et de glissement sont les mêmes. Or, avec un glissement self-similaire en k^{-2} , nous obtenons le spectre attendu sans variation de la vitesse de rupture. Le modèle proposé représente donc une enveloppe maximale de la paramétrisation du glissement sur le plan de faille. Si on admet des variations de la vitesse de rupture générant des hautes fréquences, il faut alors admettre une distribution de glissement plus lisse que le modèle proposé. L'approche self similaire montre aussi que la paramétrisation doit se faire dans l'espace (k_x, k_y, ω) (Andrews (1981)) mais aussi dans l'espace (x, y, t) pour la cohérence de la rupture sur le plan de faille. Il est malheureusement impossible dans une approche cinématique de contraindre le modèle à la fois dans ces deux espaces. Il faut espérer pouvoir obtenir ces résultats de modèles dynamiques. Mais dans ce cas, les paramètres à contrôler ne sont pas les mêmes que dans une approche cinématique. Cependant, on peut essayer de contraindre l'état initial des modèles dynamiques avec les conditions obtenues sur les modèles cinématiques.

Chapitre II

Le modèle pratique

II.1 Paramétrisation et lois d'échelles

Le but du programme de calcul est l'obtention d'accélérogrammes synthétiques à partir d'un modèle de rupture cinématique pour l'application à l'évaluation du risque sismique. Il faut donc limiter le plus possible le nombre de paramètres d'entrée pour une simplicité d'utilisation mais aussi parce que les connaissances sur les sources des séismes historiques ne sont pas très détaillées (magnitude estimée de l'intensité, localisation, contexte tectonique). La géométrie de la source est donc définie par trois paramètres principaux : la magnitude, le mécanisme au foyer et la chute de contrainte moyenne. Avec ces paramètres, nous devons retrouver, grâce aux lois d'échelles, les autres paramètres tels que moment sismique, longueur et largeur du plan de faille, glissement moyen.

La magnitude

La magnitude est un paramètre lié à un type d'instrument d'enregistrement. La magnitude locale (M_L) introduite par Richter (1935) est définie par rapport au déplacement maximal d'une station Wood-Anderson à 100 km de la source pour les séismes de Californie du Sud. La magnitude M_s (s pour surface waves) établie par Gutenberg et Richter (1936) est définie par rapport à d'une part, l'amplitude maximale d'une onde de surface à la période de 20 s et d'autre part la distance source-station (p. ex. une amplitude de 500 μm à 30° donne une M_s 6). La définition officielle de l'IASPEI est légèrement différente et dépend de la période considérée (Vanek et al (1962)). M_b (b pour body waves) est la version ondes de volume de M_s .

Ces définitions sont donc relatives à l'observateur. Il est important d'avoir

une mesure indépendante de l'énergie rayonnée par un séisme. On utilise le moment sismique (M_o) défini classiquement comme (Vvedenskaya (1956)):

$$M_o = \mu S \overline{\Delta u} \quad (2.1.1)$$

où μ est la rigidité, S la surface de la zone de rupture et $\overline{\Delta u}$ le glissement moyen sur cette surface. Il faut donc relier cette grandeur, qui a la dimension d'une énergie, calculée à partir de la source, à la magnitude calculée à partir des signaux observés. Gutenberg et Richter (1956) proposent une relation entre M_s et l'énergie rayonnée (E_s en *dyn.cm*):

$$\text{Log } E_s = 1.5M_s + 11.8 \quad (2.1.2)$$

Le problème avec la définition de M_s donnée par Gutenberg et Richter est qu'elle sature pour les grands séismes, cette magnitude étant calculée à une période de 20 s. Si la source dure plus longtemps que cette période, la relation linéaire (2.1.2) n'est plus valable.

Kanamori (1977) propose une nouvelle expression de la magnitude (M_w) dérivée de la chute d'énergie de tension lors d'un séisme. En faisant l'hypothèse que le rapport entre la chute de contrainte moyenne et la rigidité du milieu est une constante de valeur 10^{-4} , il obtient:

$$\text{Log } M_o = 1.5M_w + 16.1 \quad (2.1.3)$$

où M_o est en *dyn.cm*. Hanks et Kanamori (1979) définissent une magnitude de moment (Mag):

$$Mag = \frac{2}{3} \text{Log } M_o - 10.7 \quad (2.1.4)$$

avec M_o est en *dyn.cm*. Cette définition de la magnitude se retrouve pour $3 \leq M_L \leq 7.5$, $5 \leq M_s \leq 7\frac{1}{2}$ et $M_w \geq 7\frac{1}{2}$. Nous utiliserons donc cette formule, valable sur une grande gamme de magnitude et de fréquence. Si M_o est exprimé en *N.m*, nous obtenons:

$$\text{Log } M_o = 1.5Mag + 9.1 \quad (2.1.5)$$

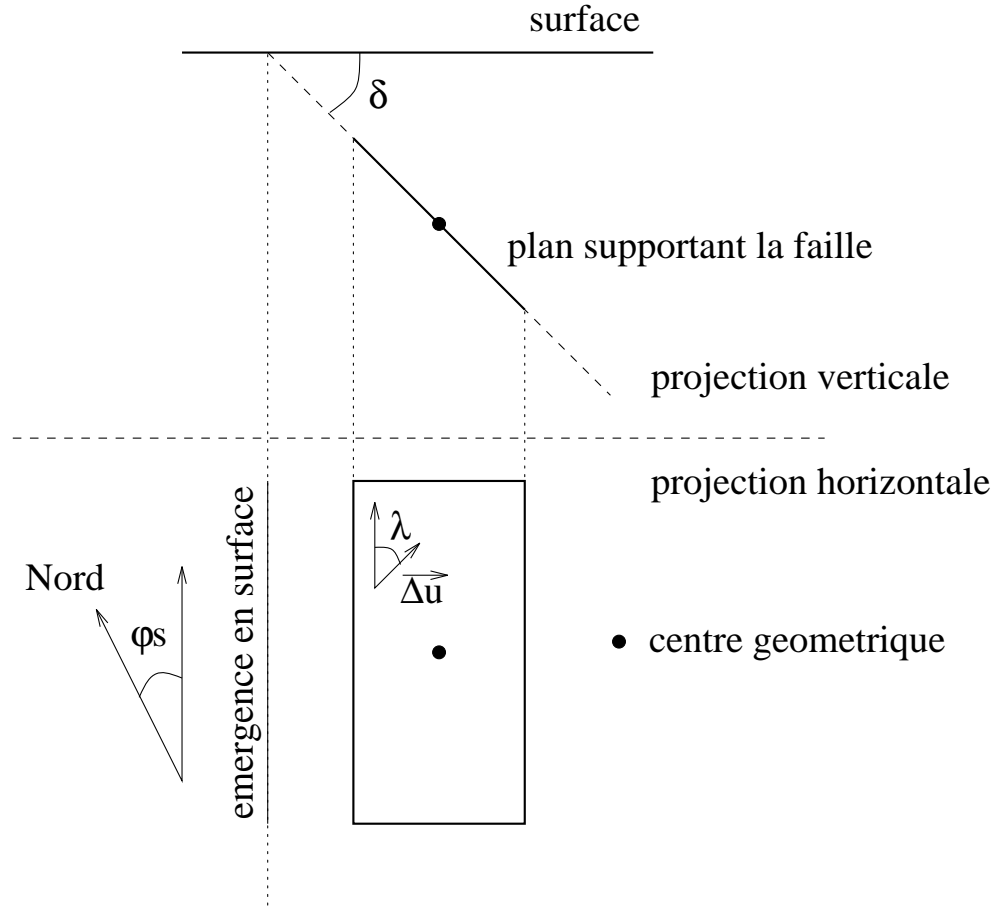


Figure II.1.1: Définition de la géométrie du plan de faille. La partie supérieure représente une coupe verticale perpendiculaire à la direction du plan de faille. Cette vue permet de définir le pendage δ . La partie inférieure est la projection de la faille sur un plan horizontal. Elle nous montre l'azimut de la faille ϕ_s et la direction du glissement λ . Dans cet exemple, il s'agit d'une faille normale avec une composante en décrochement sénestre.

Mécanisme au foyer

Le mécanisme au foyer est considéré comme constant sur l'ensemble du plan de faille. Nous utilisons les conventions données par Aki et Richards (1980) pour le définir. Il est caractérisé par trois angles. L'azimut (ϕ_s) est l'angle entre le nord et la projection horizontale de la longueur de la faille. Le pendage (δ) est l'angle entre l'horizontal et le plan de faille dans une projection verticale. Le fait que l'azimut varie entre 0 et 360° nous donne une variation de 0 à 90° pour le pendage. La direction du glissement (λ) est l'angle entre l'horizontal et le vecteur

glissement dans le plan de faille. Il est compris entre -180 et 180° (figure II.1.1). Avec ces définitions, un décrochement pur dextre vers le nord s'écrit $(0,90,180)$.

Chute de contrainte moyenne

La chute de contrainte moyenne nous permet, à partir du moment estimé par la relation (2.1.5) de dimensionner la surface de la source. Nous faisons l'hypothèse que la zone de rupture s'inscrit dans une surface rectangulaire dont la largeur (W) est la moitié de la longueur (L) (Abe (1975), Purcaru et Berckhemer (1982)). L'expression (2.1.1) devient simplement:

$$M_o = \frac{1}{2} \mu \overline{\Delta u} L^2 \quad (2.1.6)$$

Une autre relation bien connue relie le glissement moyen et le chute de contrainte moyenne ($\overline{\Delta \sigma}$) (Eshelby (1957), Keilis Borok (1959), Knopoff (1958), Madariaga (1977, 1979)):

$$\frac{\overline{\Delta u}}{L_c} = C \frac{\overline{\Delta \sigma}}{\mu} \quad (2.1.7)$$

où C est un facteur de forme proche de 1. L_c est la longueur caractéristique de la source. Le problème est de déterminer si L_c se rapporte à la longueur ou à la largeur du plan de faille. La discussion sous-jacente concerne les grands séismes dans une couche sismogène bornée. A partir d'une magnitude $7 - 7.5$, le séisme rompt toute l'épaisseur de la couche sismogène (W_o) qui est de 15 à 25 *km* en contexte intraplaque. La largeur limite dépend aussi du pendage du plan de faille et est égale à $W_o / \sin(\delta)$. Dans le cas des grands séismes, la relation $L = 2W$ n'est plus valable, la largeur étant bornée. Scholz (1982) distingue donc les modèles "W" des modèles "L". On peut exprimer le moment sismique par rapport à la longueur de la faille en introduisant l'équation (2.1.7) dans l'équation (2.1.6) pour les deux types de modèles en prenant $L_c = L$ pour le modèle "L" et $L_c = W$ pour le modèle "W". On obtient dans le premier cas:

$$M_o = \frac{1}{2} C \overline{\Delta \sigma} L^3 \quad L \leq \frac{2W_o}{\sin \delta} \quad (2.1.8)$$

$$M_o = C \overline{\Delta \sigma} L^2 \frac{W_o}{\sin \delta} \quad L > \frac{2W_o}{\sin \delta}$$

et pour le modèle "W":

$$M_o = \frac{1}{4} C \overline{\Delta \sigma} L^3 \quad L \leq \frac{2W_o}{\sin \delta} \quad (2.1.9)$$

$$M_o = C\overline{\Delta\sigma}L \frac{W_o^2}{\sin^2\delta} \quad L > \frac{2W_o}{\sin\delta}$$

Scholz (1982), d'après une base de données sur de grands séismes, trouve une relation de proportionnalité entre $\overline{\Delta u}$ et L quel que soit le moment, impliquant un modèle de type "L". Le problème dans ce cas est l'accumulation de contrainte à la base du plan de faille, dû à un glissement moyen très important par rapport à W dans la relation (2.1.7) pour les grands séismes.

Romanowicz (1992), toujours d'après une base de données, trouve plutôt un changement de pente dans un diagramme $\text{Log}(M_o)$ versus $\text{Log}(L)$ correspondant au modèle "W". Ce dernier implique pour les grands séismes un glissement moyen constant. La discussion est donc toujours ouverte. Il est intéressant de noter que si on compare les bases de données utilisées par Scholz (1982) et Romanowicz (1992), on trouve dix séismes communs de type décrochement. Sur ces dix séismes, seulement trois ont les mêmes valeurs de moment sismique et de longueur. Le faible nombre de grands séismes et la difficulté de calculer des paramètres de source tels que moment sismique et longueur de faille expliquent la pérennité de cette controverse.

Notre approche étant cinématique, un modèle "L" impliquerait une variation brutale de la dislocation au bord inférieur du plan de faille. Nous voulons générer les hautes fréquences par une distribution continue de glissement sur le plan de faille et non par des effets de bords comme dans les modèles de type Haskell. Nous avons donc choisi les lois d'échelles correspondant au modèle "W" pour définir les dimensions de notre plan de faille:

$$L = 10^{\frac{1}{3}\text{Log}[\frac{4M_o}{C\overline{\Delta\sigma}}]} \quad L \leq \frac{2W_o}{\sin\delta} \quad (2.1.10)$$

$$W = \frac{L}{2}$$

et

$$L = \frac{M_o \sin^2\delta}{C\overline{\Delta\sigma}W_o^2} \quad L > \frac{2W_o}{\sin\delta} \quad (2.1.11)$$

$$W = \frac{W_o}{\sin\delta}$$

Ces relations sont aussi valables quand il y a rupture en surface. Théoriquement, la surface libre se comporte comme un miroir pour une faille verticale. Nous faisons l'approximation que ceci est aussi valable pour une faille non verticale.

Le glissement est alors calculé en tenant compte d’une largeur apparente de la faille double de sa largeur réelle. Dans le cas d’un modèle “W”, cela va doubler le glissement moyen entraînant un saut dans les relations liant longueur et moment sismique (figure II.1.2). Shimazaki (1986) observe ce phénomène sur un ensemble de séismes du Japon. Une fois la géométrie du plan de faille fixée, il faut définir la position relative de l’observateur.

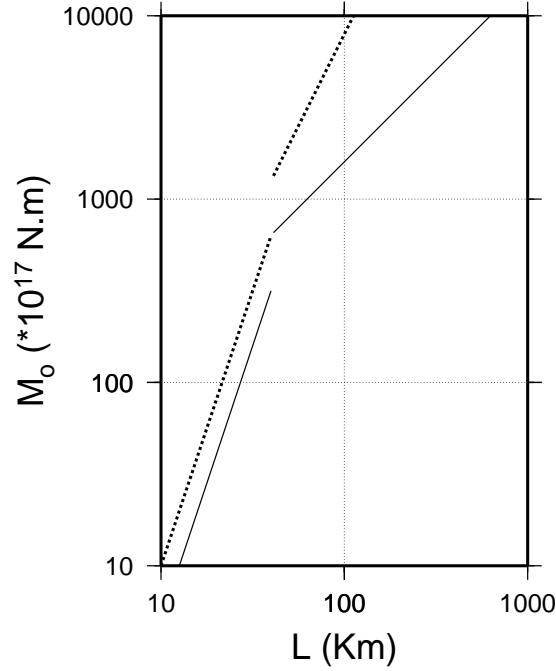


Figure II.1.2: Diagramme de la relation théorique entre le moment sismique et la longueur de la faille utilisée dans notre modèle. Les courbes sont tracées pour une chute de contrainte de 2 MPa et une épaisseur de la couche sismogène de 20 km. Le modèle “W” est en trait plein et le modèle “L” en pointillés. Le saut dû à la finitude de la couche sismogène intervient pour une longueur de 40 km, notre modèle admettant une relation $L = 2W$ dans la limite de la couche fragile. Avant cette limite, les deux courbes suivent une pente en L^3 . Le modèle “L” développe après cette limite une pente en L^2 ($\overline{\Delta u} \propto L$) et le modèle “W” une pente en L ($\overline{\Delta u} = cst$).

Géométrie source-station

La définition de la distance entre la source et la station semble triviale. Malheureusement quand on traite des cas de sources étendues, chaque auteur

a sa propre définition de la distance: cela peut être, par exemple, la distance la plus proche à la faille (Joyner et Boore (1981), Kanamori et al. (1992)) ou bien la plus proche distance à la ligne supportant l'émergence du plan de faille (recommandation AFPS 1990). Ces différences de définition semblent stériles. Pourtant, pour un problème de type ingénieur, où l'approche classique passe par des statistiques sur des paramètres comme les pga en fonction d'un couple magnitude-distance, les résultats sont difficiles à comparer entre eux. Dans notre modèle, la distance de référence a été choisie comme étant la distance au centre de la faille.

La configuration source-station n'est plus négligeable en source proche (dans le sens où l'on prend des valeurs physiques intégrées sur la sphère pour le rayonnement). Des facteurs comme la directivité peuvent donner des différences d'amplitudes considérables. C'est pourquoi, dans notre modélisation, la station est définie précisément par rapport au plan de faille par la distance centroïdale et l'angle de vue (angle entre l'azimut de la faille et le vecteur source-station dans le plan horizontal).

II.2 Distribution de la dislocation

Nous voulons obtenir une distribution de glissement sur une faille définie par les paramètres introduits dans la première partie de ce chapitre. Cette distribution doit avoir les propriétés énoncées dans le chapitre I. Le glissement ayant des conditions dépendantes du nombre d'onde radial k , il faut construire le modèle dans l'espace (k_x, k_y) puis revenir dans l'espace du plan de faille (x, y) . La première étape est de calculer le module $\widetilde{\Delta u}$.

Module

Nous partons de l'équation (1.4.2) en prenant pour n la valeur 2. Ayant pris comme hypothèse un modèle "W", la longueur caractéristique est égale à la largeur W de la faille. Etant donné la proportionnalité entre le spectre rayonné et le spectre du glissement (équation (1.5.1)), nous donnons une forme spectrale au module que nous appellerons " k deux" similaire à la forme ω deux (équation (1.2.1)):

$$\widetilde{\Delta u}(k) = C \frac{\overline{\Delta \sigma}}{\mu} \frac{W^3}{1 + (kW)^2} \quad (2.2.1)$$

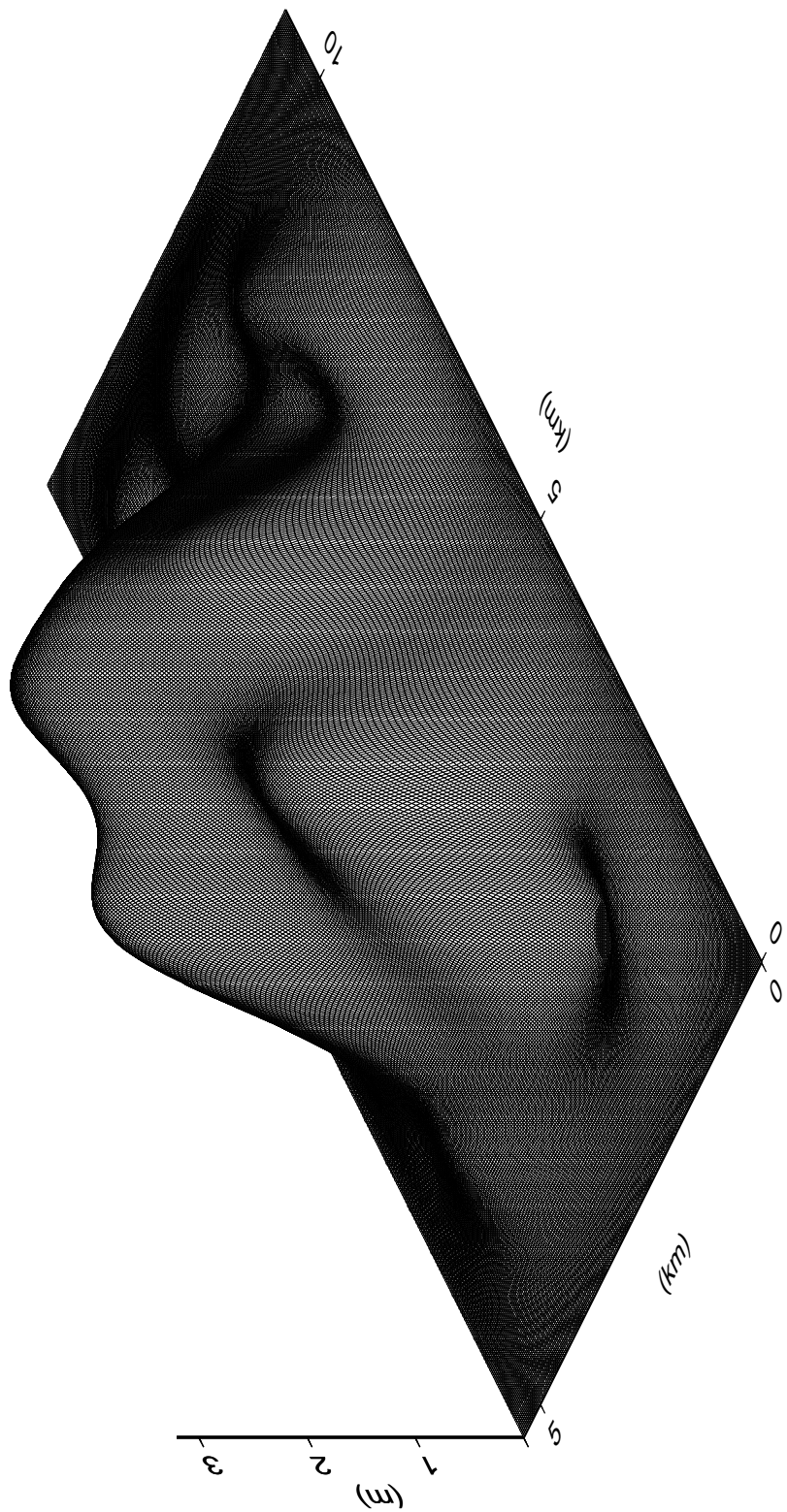


Figure II.2.1: Distribution de la dislocation basse fréquence sur le plan de faille.

Le module est donc facile à calculer. Les phases du spectre le sont moins.

Phase

La théorie exposée dans le premier chapitre s'appuie sur une distribution stochastique de la dislocation. Les phases doivent donc être stochastiques. Ceci est vrai pour les petites longueurs d'ondes. La forme basse fréquence des distributions de dislocation, si elle n'est pas identique pour chaque séisme, n'est pas aléatoire. Le problème est donc déterministe et nous avons choisi de placer le maximum du glissement au centre de la faille.

Il faut aussi déterminer les longueurs d'ondes ayant une phase non stochastique. Le modèle est un modèle "W". Donc tous les nombres d'ondes $k \leq 1/W$ auront une phase (Ph), tel que le maximum de glissement pour ce nombre d'onde soit centré sur le plan de faille.

$$Ph(k_x, k_y) = 2\pi(Dp - kE(\frac{Dp}{k}))$$

avec

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$$

et

$$Dp = \frac{1}{2} \sqrt{W^2 + L^2} \cos(\arctan(\frac{k_x}{k_y}) - \arctan(\frac{W}{L}))$$

où E est la fonction partie entière et Dp la projection de la demi diagonale du plan de faille projetée dans la direction du vecteur \vec{k} . La figure (II.2.1) montre un exemple de la distribution déterministe basse fréquence de la dislocation. Il s'agit d'une magnitude 6 avec une chute de contrainte de 4 MPa .

Glissement moyen et apodisation

La donnée du glissement moyen est indispensable pour passer à une distribution spatiale. $\overline{\Delta u}$ est calculé à partir de l'équation 2.1.7. Le choix des phases constructives est adapté à cette valeur moyenne et limite les surfaces où la dislocation peut être négative. Cependant, le reste des phases étant stochastique, le contrôle n'est pas parfait. Nous n'acceptons pas de dislocation négative dans notre modèle (pour l'instant). Si nous nous trouvons dans ce cas, la dislocation devient arbitrairement nulle. Les bords de la surface de dislocation à valeur nulle,

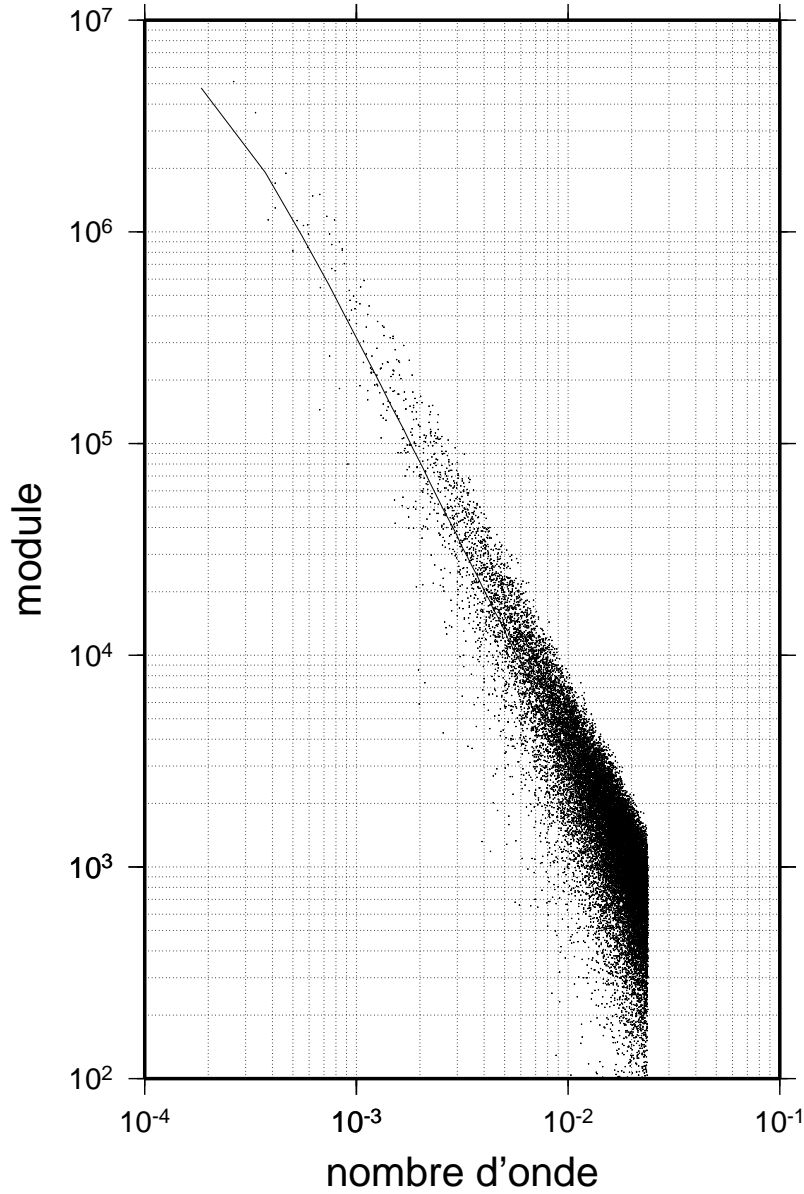


Figure II.2.2: Représentation de la détérioration de la distribution de glissement par rapport au modèle théorique. Le module du spectre du glissement est dessiné en fonction du nombre d'onde radial. On projette sur ce plan le spectre théorique de la dislocation qui est à deux dimensions. La symétrie du problème étant cylindrique, on obtient la courbe continue qui est en k^{-2} . cette courbe nous donne, par une transformée de Fourier la distribution de la dislocation sur le plan de faille. Cette dislocation subit une apodisation puis une renormalisation. Après ces opérations, on revient dans l'espace des nombres d'ondes et on projette sur notre graphique chaque point de la distribution. Le nuage de points est centré sur le modèle théorique. La dispersion augmente avec le nombre d'onde. Le nuage de points reste aligné sur une asymptote en k^{-2} .

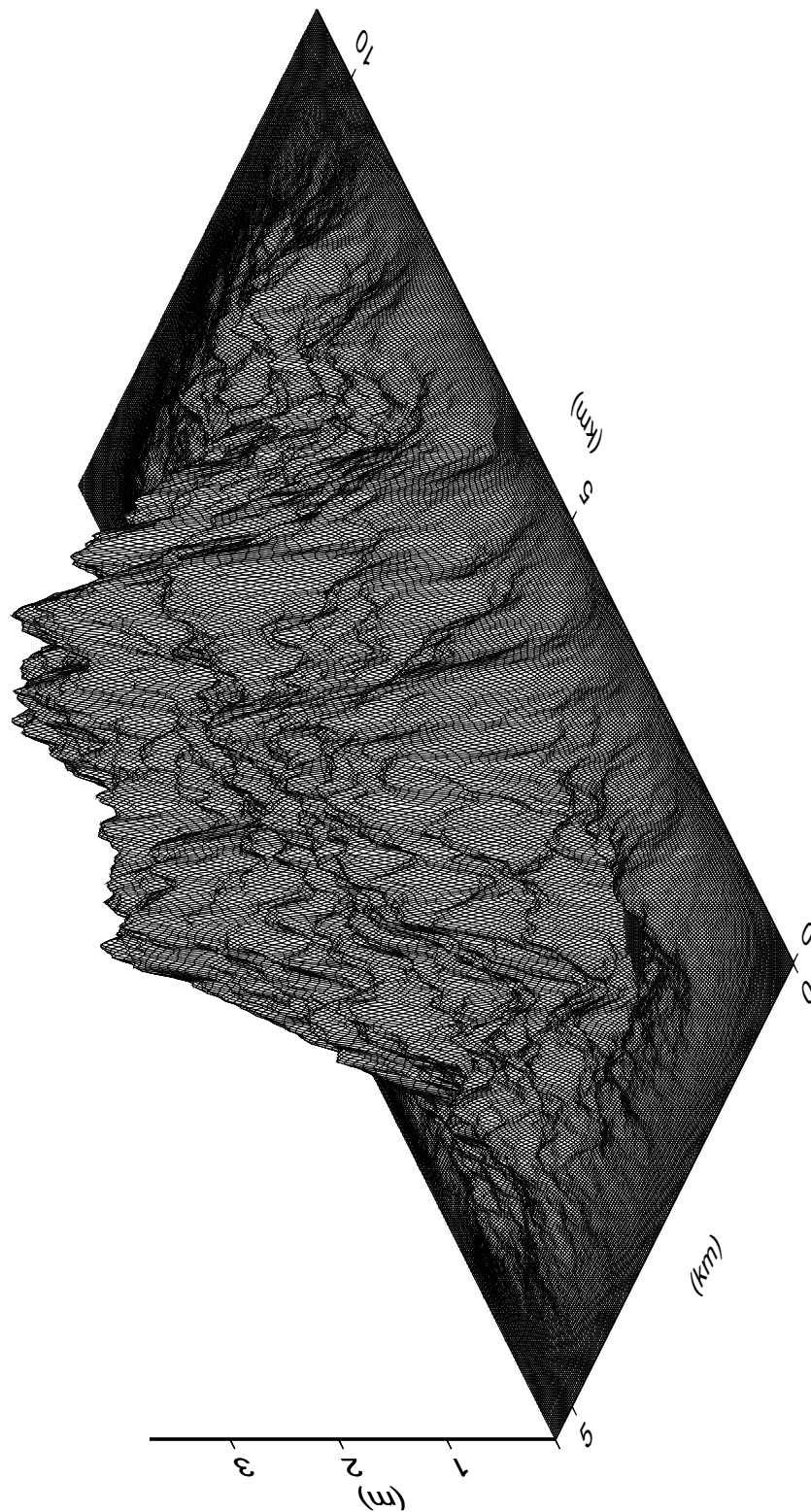


Figure II.2.3: Distribution de la dislocation sur le plan de faille.

que l'on peut comparer à une barrière, vont générer des hautes fréquences non désirées. Mais l'amplitude de ces dernières est moins forte que celle générée par l'ensemble de la faille et donc négligeable. Le même problème se pose avec les bords de la faille. La dislocation n'y est pas nulle. On utilise donc une apodisation en cosinus (fenêtre de Hanning généralisée) sur tous les bords de la faille, excepté sur le bord supérieur en cas de rupture en surface.

Tous ces ajustements nous font perdre du glissement par rapport au modèle construit dans l'espace des nombres d'onde. La dernière étape est donc de normaliser la distribution de dislocation par rapport aux données initiales (figure II.2.2).

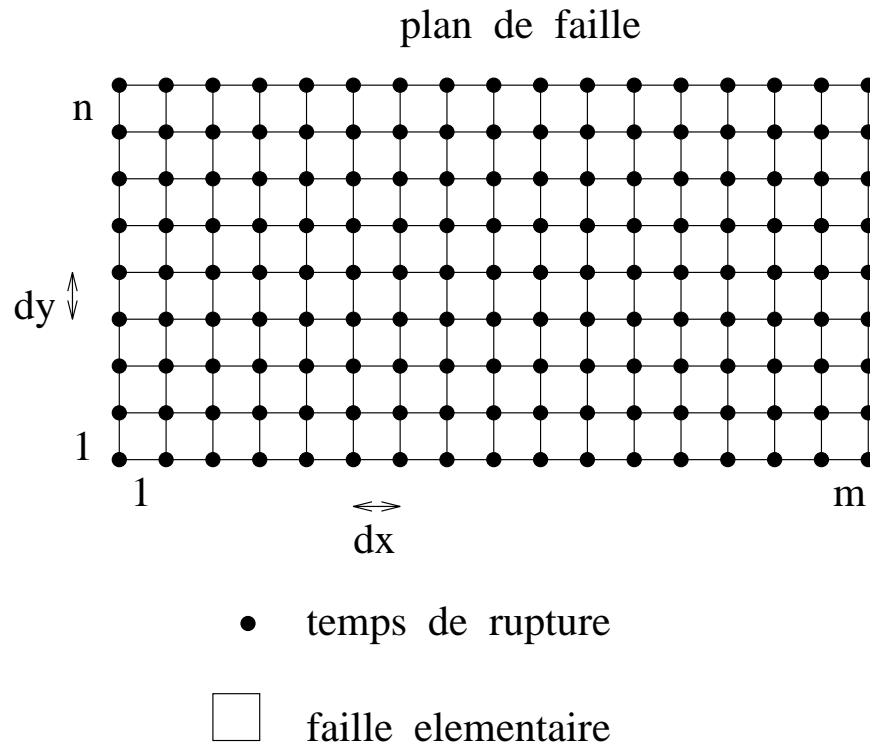


Figure II.2.4: Paramétrisation sur le plan de faille. Une valeur de dislocation finale est associée à chaque faille élémentaire. Les temps de rupture sont calculés aux noeuds de la grille. Le temps de mise en place est constant pour toutes les sources élémentaires.

La figure II.2.3 représente une réalisation typique de notre modèle. La paramétrisation est la même que celle utilisée pour la figure II.2.1. Toutes les longueurs d'ondes y sont présentes. Le maximum de dislocation est grand par

rapport à la valeur du glissement moyen (de l'ordre d'un facteur 4 à 6). Cela provient du modèle constructif en basse fréquence au centre de la faille et du facteur de renormalisation (en général, de l'ordre de 2). L'idéal serait de trouver un modèle basse fréquence ayant déjà une forme de fenêtre de Hanning généralisée avec un module correspondant à notre modèle. Les solutions possibles pour ce genre de réalisation sont très coûteuses en temps calcul pour un résultat loin de la perfection. Si le pic de dislocation au centre de la faille n'est pas satisfaisant au vu des idées faites sur les distributions de dislocation obtenues par différentes inversions de séismes, le modèle de phases centrées basse fréquence représente le meilleur rapport qualité-coût de calcul.

La distribution sur le plan de faille de la dislocation étant effectuée, il faut introduire les paramètres définissant l'histoire de la rupture afin de calculer des sismogrammes synthétiques. Ces paramètres sont simples dans ce modèle: la vitesse de rupture est constante et la mise en place du glissement instantanée (figure II.2.4). Il s'agit maintenant de propager ce modèle cinématique de rupture à un observateur.

II.3 Propagation et accélérogrammes

Pour la propagation, nous utilisons le concept d'isochrone introduit par Bernard et Madariaga (1984) et Spudich et Frazier (1984). Il s'agit d'une hypothèse haute fréquence où toute l'énergie rayonnée par la source sismique est émise au niveau du front de rupture. Ce concept est particulièrement bien adapté à notre problème où la mise en place de la dislocation est instantanée.

En utilisant la fonction de Green en champ lointain (G) donnée par Aki et Richards (1980), cette réponse impulsionnelle à la station (obs) s'écrit:

$$G_{obs,c}(x, y, t) = \frac{\mu}{4\pi\rho c^3} R_{obs,c}(x, y, t) \delta(t - t_p) \quad 2.3.1$$

où ρ est la densité du milieu et c la vitesse des ondes considérées. $R_{obs,c}$ représente le diagramme de rayonnement, l'atténuation géométrique et la réponse du milieu. Le repère (x, y) est lié au plan de faille. t_p est le temps de propagation entre le point source et la station pour la première arrivée. Pour une source étendue, définie comme un semis de points source, nous obtenons:

$$u_{obs,c}(t) = \int_x \int_y G_{obs,c}(x, y, t) * \dot{\Delta}u(x, y, t - t_r) dx dy \quad 2.3.2$$

où t_r est le temps de rupture.

La fonction source élémentaire dans notre problème est une fonction Heaviside. En champ lointain, la source rayonne la dérivée temporelle de cette fonction, ce qui nous donne un Dirac. L'équation 2.3.2 devient:

$$u_{obs,c}(t) = \int_x \int_y G_{obs,c}(x, y, t) * \dot{\Delta}u(x, y) \delta(t - t_r) dx dy$$

D'après Bernard et Madariaga (1984) et Farra et al. (1991), cette expression peut être écrite sous la forme d'une seule intégrale:

$$u_{obs,c}(t + t_i) = \int_{l_i} G_{obs,c}(l_i, t) * \dot{\Delta}u(l_i) dl_i \quad 2.3.3$$

l_i est une ligne sur le plan de faille représentant le lieu des points contribuant au signal à l'instant t_i défini comme le temps isochrone:

$$t_i = t_p + t_r \quad 2.3.4$$

L'origine des temps est pris à l'instant de la nucléation de la rupture. Cette relation simple lie les délais temporels de la fonction impulsionnelle G et ceux associés au temps de rupture. Les isochrones sont donc dépendantes à la fois de l'histoire de la rupture sur le plan de faille, de l'observateur et du type d'onde considéré.

Du point de vue pratique, une vitesse de glissement de type Dirac pose un problème. Numériquement, cela donnerait un aliasing dans une approche discrète. Nous avons besoin d'un recouvrement des isochrones dans le temps, ce qui veut dire une certaine épaisseur de la ligne isochrone. Nous prenons donc une fonction source élémentaire de type rampe, de durée τ très courte, tel que $1/\tau$ soit supérieur à la fréquence maximale utile dans notre modèle. Dans ce cas, la vitesse de glissement en temps est une fonction porte. La ligne isochrone sur le plan de faille devient une couronne d'épaisseur $v_r \tau$ (figure II.3.1). L'équation 2.3.3 devient:

$$u_{obs,c}(t + t_i) = \frac{\mu}{4\pi\rho c^3} \int_{l_i(t_i-\tau)}^{l_i(t_i)} R_{obs,c}(l, t) \frac{\Delta u(l)}{\tau} dl \quad 2.3.5$$

L'intégrale ne se fait plus sur une ligne mais sur une couronne entre les lignes isochrones t_i et $t_i - \tau$. Le calcul pratique des intégrales sur les couronnes peut s'exprimer de façon analytique (Annexe 2).

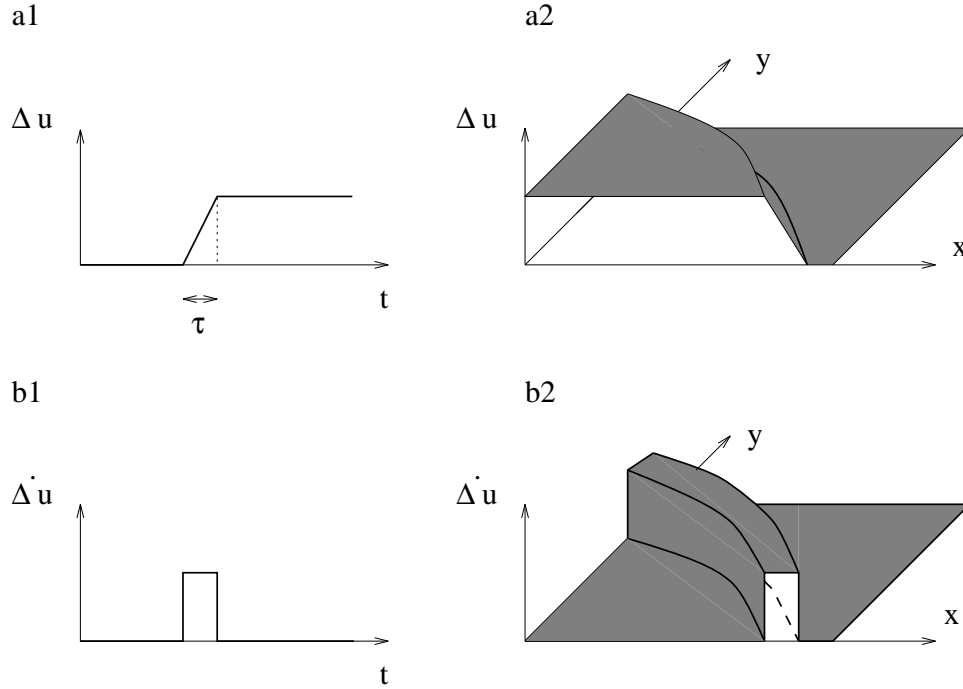


Figure II.3.1: Représentation de la relation entre le glissement a) et sa dérivée temporelle b) avec le plan de faille pour une fonction source de type rampe. En 1) est dessiné le signal en fonction du temps pour un point donné de la faille et en 2) un instantané sur le plan de faille.

Cette étude est surtout orientée vers une modélisation de la source. Mais pour obtenir des sismogrammes synthétiques, il nous faut un milieu où propager les ondes. Nous avons opté pour le milieu le plus simple possible: un demi-espace homogène isotrope. Pour la propagation, on associe le concept d'isochrone avec la théorie des rais. Nos rais sont donc simplement des droites reliant les points sources élémentaires avec la station.

Ce milieu est très simple et peut ne pas être suffisant dans un cas particulier. Sans passer par un calcul complet de fonction de Green pour un milieu complexe (modèle à couches avec gradient) très coûteux en temps calcul aux fréquences qui nous intéressent, on peut utiliser des solutions analytiques simple comme dans le cas d'un modèle à un seul gradient quand la distance source-station est de l'ordre de la profondeur de la source. Dans ce cas, le calcul est simple et géométrique, le rai étant supporté par un arc de cercle. Si la distance source-station devient grande, le rai droit du milieu homogène est une bonne approximation quant à la longueur du rai. Ce n'est pas le cas pour l'angle d'émergence en surface. Un milieu à gradient simple donnerait le contraire. Dans ce cas, un modèle de

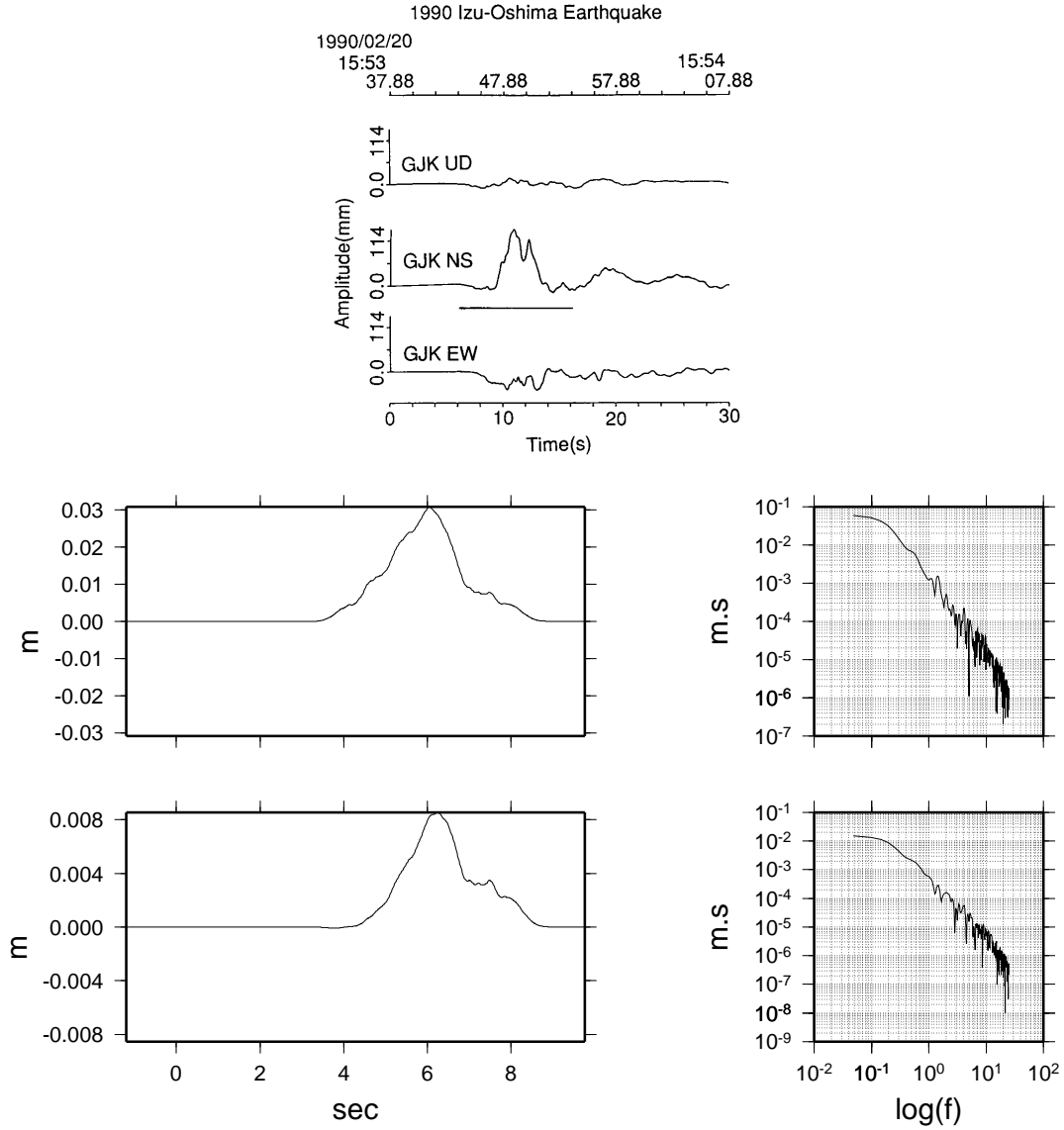


Figure II.3.2: En b) sont dessinés le spectre et le déplacement des deux composantes horizontales d'une station à 14 km d'une source de magnitude 6. Les spectres sont en ω^{-2} . L'onde modélisée est une onde SH. Sa forme temporelle est un pulse large dans cette configuration. Pour comparaison, nous présentons en a) le déplacement enregistré à la station large bande GJK lors du séisme d'Izu-Oshima, Japon (1990). Cette figure est extraite de Fukuyama et Mikumo (1993). Le séisme d'Izu-Oshima est un décrochement de magnitude 6.5. La station GJK se situe à peu près à 20 km de la source. Il est remarquable sur la composante NS de voir un pulse SH si clair. En effet, la plupart du temps, les effets de site, de propagation ou de réponse instrumentale génèrent des oscillations masquant la forme simple du signal source.

gradient de la lenteur au carré suffirait, le rai étant supporté par une équation paramétrique du deuxième ordre (parabole). La longueur du rai et les angles d'émergences sont alors acceptables.

Notre modélisation va se tourner vers les ondes S, les plus destructives pour les bâtiments. Dans ce cas, la solution la plus simple, le milieu homogène, sera retenue. Il faut pourtant éviter les situations où l'incidence du rai est sur-critique pour l'onde SV. Dans un milieu homogène, ce cas arrive très vite quand on s'éloigne de la source. Nous faisons donc une approximation à la station où nous considérons que l'angle d'incidence est toujours sous critique. L'angle d'incidence est modifié sous l'hypothèse que quelle que soit la profondeur de la source, la vitesse en surface est deux fois supérieure à la vitesse du milieu à la source. Ceci engendre une distorsion sur la distance source-récepteur. Les formes spectrales rayonnées ne sont pas altérées.

Dans le cadre de la sismologie de l'ingénieur, où la modélisation nécessite d'aller au moins jusqu'à 25 Hz, les phénomènes d'atténuation ne peuvent pas être négligés si l'on veut obtenir des synthétiques comparables aux données. En effet, la fréquence à laquelle va intervenir cette atténuation va déterminer un paramètre essentiel de comparaison: le pga.

Nous ferons l'hypothèse que l'atténuation haute fréquence observée sur les données provient du milieu de propagation (Anderson et Hough (1984)) plutôt que de la source (cf: Papageorgiou et Aki (1983), Aki (1990)). Nous suivons la même analyse que Bernard et Mouroux (1986). L'atténuation va être de deux types différents.

Les couches superficielles altérées de la croûte génèrent une atténuation (Anderson et Hough (1984), Luco (1985), Boore (1986)). Ce facteur

$$P(f) = e^{-(\pi\kappa f)} \quad f > f_e \quad (2.3.6)$$

$$P(f) = 1 \quad f < f_e$$

intervient à partir d'une fréquence effective (f_e) variant entre 1 et 5 Hz. κ est une constante associée aux couches superficielles (classiquement, $\kappa = 0.04$ au rocher et 0.08 pour des sédiments récents).

Le second type d'atténuation, celui de la propagation (A), va être pris en compte grâce à un facteur de qualité moyen (Aki (1980), Nuttli (1980), Cormier

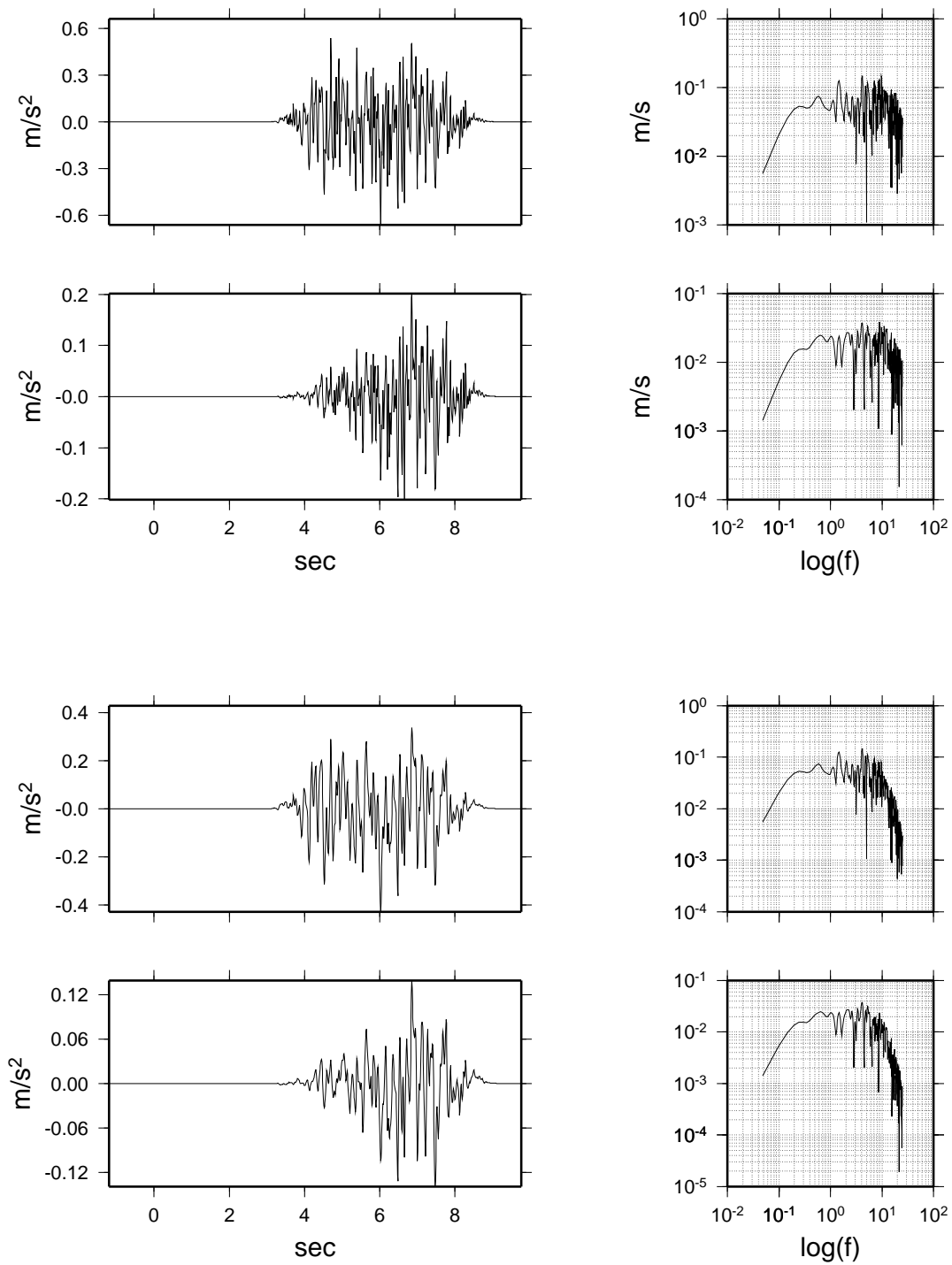


Figure II.3.3: Accélérogrammes déduits du déplacement montré dans la figure 2.3.1b. En haut, le résultat après une double dérivation sur les deux composantes. Les spectres hautes fréquences sont plats et leur forme suit celle d'un ω deux. En bas ont été ajoutés les deux facteurs d'atténuation. L'atténuation liée à la propagation n'est pas visible, la distance étant faible (atténuation moyenne de 3%).

(1982)). Nous appliquons donc un filtre haute fréquence du type:

$$A(t, f) = \exp \left[- \frac{\pi d(t) f}{C Q(f)} \right] \quad (2.3.7)$$

où d est la distance source-station, f la fréquence et Q le facteur de qualité. La dépendance de l'atténuation est à la fois fonction du temps et de la fréquence. Ceci pose un problème dans le cas d'une source étendue. Si l'on veut un calcul exact, on perd l'intérêt d'un milieu homogène. Une convolution sur chaque point source est nécessaire car l'expression (2.3.7) peut être considérée comme une fonction de Green. Si l'on prend une distance moyenne pour tout le plan de faille, le calcul en source proche ne sera pas assez précis. Pour séparer donc la dépendance de l'équation (2.3.7), nous travaillons à fréquence constante en définissant une fonction temporelle moyenne de d en fonction du temps.

$$d(t_i) = \frac{1}{l_i} \int_{l_i} d(l_i) dl_i$$

$$s(t) = 2 \sum_f M(f) \cos(2\pi f t + \Phi(f)) A(t, f) \quad (2.3.8)$$

où M et Φ sont le module et la phase du signal avant traitement à la fréquence f et s le signal atténué. Cette décomposition est stable car la dépendance en fréquence de l'atténuation et la variation temporelle de la distance moyenne sur l'isochrone sont des fonctions lisses. Il n'y a donc pas de dispersion importante d'énergie en dehors du signal (figures II.3.2 et II.3.3).

Nous sommes, à ce stade, capables d'obtenir des accélérogrammes synthétiques. Il faut avant de discuter des résultats obtenus par le modèle exposer son domaine de validité et ses conditions de stabilité.

II.4 Stabilité et validité

Dans toute modélisation numérique, outre les inévitables divisions par zéro et autres maudits NaN (Not a Number), il faut veiller à ce que le calcul donne des valeurs ayant un sens physique. Pour la modélisation d'accélérogrammes synthétiques où le résultat lui-même ressemble à du bruit, il est d'autant plus nécessaire de faire la différence entre le bruit physique et le bruit numérique.

Stabilité

La stabilité d'une modélisation numérique est liée à la discrétisation du modèle. Dans notre problème, la discrétisation apparaît dans l'espace (plan de faille) et dans le temps (signaux discrets).

Nous appellerons fréquence utile (f_u) la fréquence maximale de validité du modèle. Cette fréquence va déterminer la discrétisation temporelle et en grande partie la discrétisation spatiale. Pour une modélisation de type ingénieur, cette fréquence est de l'ordre de 25 Hz .

On sait qu'un temps de mise en place de la dislocation τ constant sur le plan de faille donne un filtre passe-bas, de pente ω^{-1} à partir de la fréquence $1/\tau$. Les conditions imposées par notre modèle impliquent une mise en place instantanée du glissement tandis que le calcul numérique exige une valeur de τ non nulle. Il faut donc choisir une valeur de τ telle que $1/\tau$ soit supérieur à la fréquence utile que l'on veut atteindre.

Le choix de la valeur de τ détermine aussi la discrétisation sur le plan de faille (Δx). On peut relier la largeur de la bande rayonnante (l_b) au temps de mise en place grâce à la valeur minimum de la vitesse de rupture ($l_b = v_r^{min} \tau$). Il faut se servir de cette largeur pour lisser la discrétisation spatiale afin d'effacer les discontinuités brusques de dislocation entre sources élémentaires voisines. Il faut donc que l_b soit supérieure à Δx . Il faut donc choisir Δx et τ tels que:

$$\frac{v_r^{min}}{\Delta x} > \frac{1}{\tau} > f_u \quad (2.4.1)$$

Entre chaque pas en temps, il faut aussi veiller à ce qu'il y ait un recouvrement spatial des bandes rayonnantes afin de conserver la continuité du signal. Il faut donc que le pas en temps (dt) soit inférieur à τ (pour une fréquence utile de 25 Hz , Δx est de l'ordre de 30 à 40 m).

La discrétisation spatiale dépend aussi théoriquement de la distance entre les sources élémentaires et l'observateur. Δx doit toujours être inférieur à cette distance pour considérer la source élémentaire comme une source ponctuelle. En pratique, cette relation est toujours valable car une distance de 10 m par exemple ne veut pas dire grand chose physiquement et les phénomènes à cette distance ne sont pas maîtrisés (Les termes basse fréquence du champ proche ne sont plus négligeables même dans un accélérogramme).

Que ce soit pour le domaine spatial ou le domaine temporel, la méthode nécessite des transformées de Fourier. C'est pourquoi la paramétrisation de Δx

et de dt est choisie de façon à obtenir un nombre de points étant une puissance de deux, tout en conservant les lois de stabilité énoncées précédemment. Ceci veut dire que le temps de calcul n'est pas une fonction continue de la magnitude du problème et augmente par à-coup d'un facteur quatre quand on passe à une puissance de deux supérieure.

Les équations d'inégalité entre paramètres comme l'équation 2.4.1 sont transformées, en pratique, en égalité par l'introduction de facteurs de sécurité. Ces facteurs doivent être choisis pour donner le meilleur rapport stabilité/temps de calcul. Par exemple, plus τ/dt est grand, plus le calcul est long. En effet, le taux de recouvrement des bandes rayonnantes augmente et une source élémentaire contribuera au signal sur un plus grand nombre de points. De façon générale, il est clair que plus f_u est grand, plus le calcul sera long pour une même magnitude.

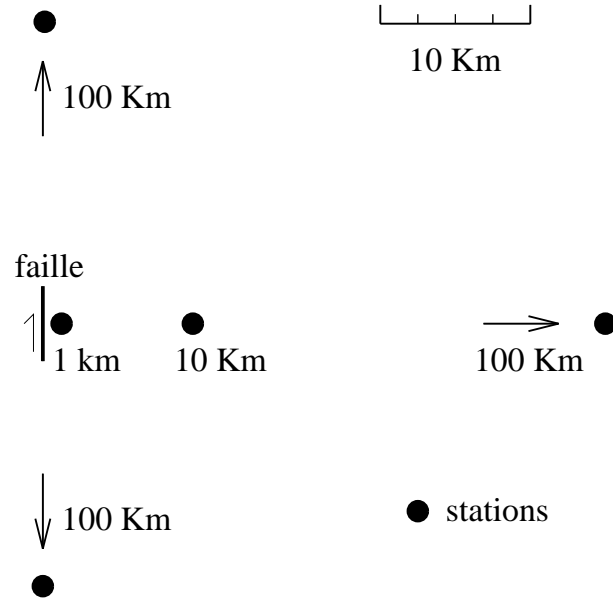


Figure II.4.1: Carte de la géométrie du réseau de stations, représentées par des points noirs, par rapport à la faille. La rupture se dirige vers le nord. Les stations à 100 km ne sont pas à l'échelle (symbolisé par les flèches).

Validité

Estimer la validité d'une modélisation est difficile dans l'absolu. Nous avons choisi une géométrie simple afin d'analyser les résultats. Il s'agit d'un décroche-

ment pur sénestre de magnitude 5.5. Le rapport entre la vitesse de rupture et la vitesse des ondes S est de 0.6.

Nous avons considéré un réseau de stations en surface composé de trois stations alignées sur la médiane au segment de faille à 1, 10, 100 *km* et deux stations alignées dans l'axe de la faille à 100 *km* de part et d'autre du centroïde (figure II.4.1).

Les accélérogrammes et les spectres obtenus sont représentés figures II.4.2 et II.4.3.. Dans la première figure sont regroupés les résultats pour les stations définies par un angle de vue de 90° pour trois valeurs différentes de chute de contrainte: 5, 10 et 15 *MPa*. Les formes d'ondes et les formes spectrales pour une même distance ne sont pas changées par la chute de contrainte qui agit sur l'ensemble du signal. La forme spectrale en ω -carré est bien reproduite excepté pour la station proche de la faille où on observe un niveau basse fréquence plus élevé que celui haute fréquence. Ce phénomène vient du fait que les hautes fréquences affectant le signal proviennent principalement de la région de la faille la plus proche, les autres étant atténuées par la divergence géométrique tandis que les basses fréquences ne sont pas sensibles à ce phénomène. Plus on s'écarte de la source, plus l'émission des hautes fréquences provenant du plan de faille au signal est homogène. La forme d'onde du signal est essentiellement stationnaire avec un temps de montée et un temps de descente, forme raisonnable par rapport à des accélérogrammes classiques. Seule la station proche de la faille donne une forme d'onde différente avec un pic d'accélération au passage de la rupture. Dans tous les cas, la durée du signal est courte par rapport à la magnitude. En effet, le milieu de propagation simpliste utilisé ne génère aucune coda et le signal représente uniquement les ondes directes S. Les pga sont compatibles pour la valeur centrale de 10 *MPa* aux abaques de Joyner et Boore (1981) établis sur des bases de données (figure II.4.4). La valeur à 100 *km* est inférieure à la courbe de régression obtenue par ces auteurs. Cela s'explique par le modèle simpliste de propagation utilisé dans notre modèle. Les phases de croûte ne sont pas présentes (Campillo et al. (1985)). L'influence de la chute de contrainte sur le pga n'est pas négligeable.

Chute de contrainte : $\Delta\sigma$

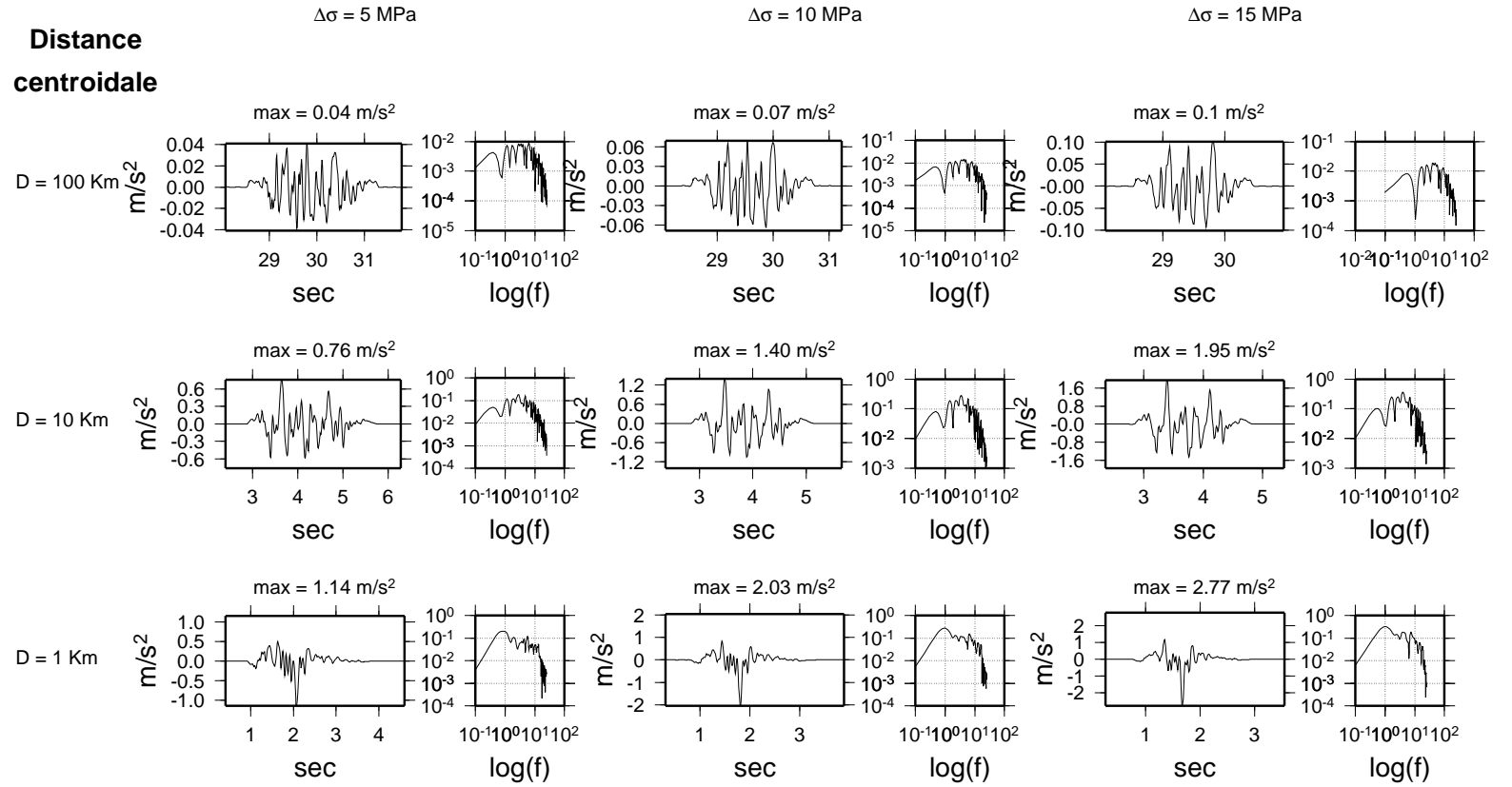


Figure II.4.2: Accélérogrammes et spectres obtenus aux stations à 100 km.

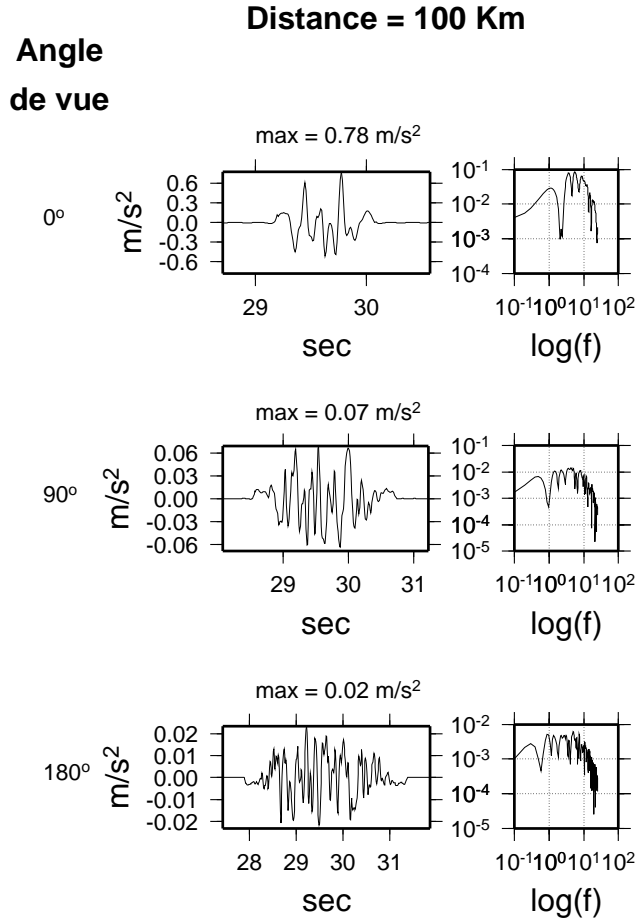


Figure II.4.3: Accélérogrammes et spectres obtenus aux stations à 100 km.

Dans la figure II.4.3, les signaux et spectres correspondent à trois stations situées à 100 km du centre de la faille pour une chute de contrainte de 10 MPa. La station avec un angle de vue de 0° voit la rupture arriver dans sa direction. Nous appellerons par la suite ce type de station: station directive. Celle avec un angle de vue de 180°, regardant la rupture s'éloigner sera appelée station anti-directive. La station à 90° sert de référence car elle n'est pas touchée par un effet directif compte tenu de la distance source-station. Le signal de la station directive montre clairement un raccourcissement de la durée du signal par rapport à la référence tandis que le signal anti-directif montre un allongement. Le coefficient de directivité C_d s'exprime ainsi:

$$C_d = \left(1 - \frac{v_r}{v_s} \cos \theta\right)^{-1} \quad (2.4.2)$$

où θ est l'angle de vue. La durée du signal référence est de l'ordre de 3 s. En

multipliant cette durée par le coefficient de directivité correspondant aux deux autres stations, nous obtenons une durée théorique de 1.2 s pour le signal directif et 4.2 s pour le signal anti-directif. Le résultat obtenu par notre modèle est compatible. Par contre, au niveau de la valeur des pga, qui subissent le même phénomène pour conserver l'énergie rayonnée par la source, la modélisation les mésestime de façon dramatique, plus particulièrement pour la station directive. Le niveau du plateau du spectre du signal directif devrait être plus grand d'un facteur 2.5 par rapport à la référence. Il est plus grand en effet mais presque d'un facteur 10. Ce défaut est un point commun à tous les modèles générant des ω deux à partir de cinématique de type Haskell (mise en place de la dislocation instantanée avec vitesse de rupture constante). Joyner (1991) démontre que ce type de modèle au niveau de l'amplitude spectrale ne développe pas un facteur C_d dans les cas directifs mais un facteur C_d^2 , pour les hautes fréquences.

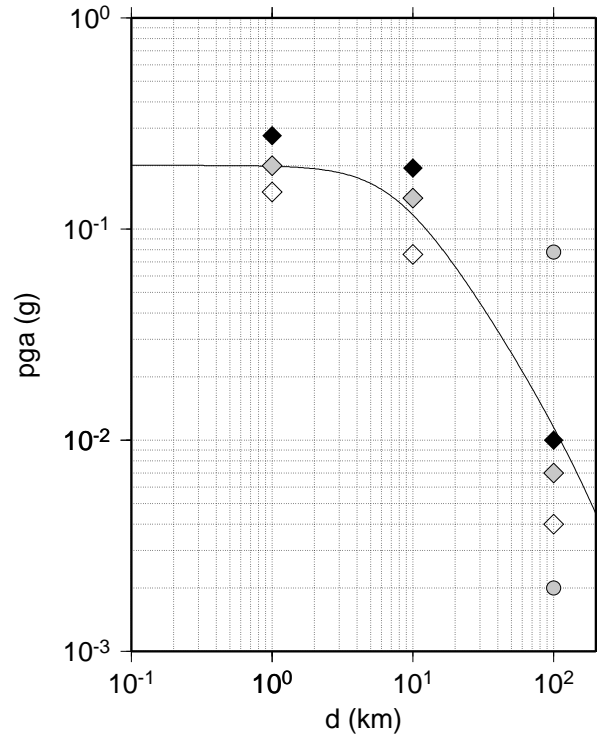


Figure II.4.4: Pic d'accélération maximum en fonction de la distance. La courbe continue représente la régression obtenue par Joyner et Boore (1981) pour une magnitude 5.5. Les losanges sont les résultats de notre test pour un angle de vue de 90°. Les couleurs correspondent aux valeurs de chute de contrainte: noir-15 MPa; gris-10 MPa et blanc-5 MPa. Les cercles sont pour les points correspondant au test sur la directivité.

II.5 Conclusion

En limitant à l'essentiel le nombre de paramètres à contraindre, que ce soit pour la source ou la propagation, nous obtenons des accélérogrammes synthétiques conformes à nos désirs dans la plupart des cas. Les configurations extrêmes (distance source-station petite, angle de vue proche de 0° ou de 180°) montrent des différences importantes.

En ce qui concerne la distance, les conditions de mise en œuvre théoriques exposées au chapitre I ne sont plus respectées à faible distance de la source. La longueur de l'isochrone varie en fonction du temps, et la relation liant le spectre de la dislocation au spectre rayonné s'effondre. Cela ne veut pas dire que les résultats produits par le modèle sont aberrants. Il s'agit d'une extrapolation vers la source et il faut pouvoir comparer les synthétiques avec des enregistrements très proches de cette dernière, peu nombreux à l'heure actuelle.

Pour l'angle de vue, la direction directive donne des résultats qui ne sont jamais observés. Le modèle classique ω deux se trouve en défaut par rapport à la directivité. La première solution est d'utiliser une paramétrisation uniquement avec des rapports de vitesse de rupture sur vitesse des ondes S assez faible (rapport inférieur à 0.7). Dans ce cas, le facteur multiplicatif lié au C_d reste raisonnable. Le problème est que nous avons déjà réduit au minimum le nombre de paramètres contrôlant le modèle. Il est difficile d'admettre une valeur constante pour ce rapport. L'autre solution est de regarder les formes d'ondes des enregistrements dans une configuration directive et modifier si possible le modèle initial en conséquence.

Chapitre III

La directivité

III.1 Introduction

La directivité de la source sismique à haute fréquence est bien connue des sismologues (Bakun et al. (1978), Boore et Joyner (1978), Douglas et al. (1988), Boatwright et Boore (1982)). Pour les données télésismiques, la plupart des modèles prennent en compte un facteur correctif de type C_d (équation 2.4.2)

$$C_d = (1 - \frac{v_r}{v_s} \cos \theta)^{-1}$$

ou une source étendue, contenant de façon intrinsèque ce facteur. Ils sont basés essentiellement sur des approximations de type Haskell qui génèrent des spectres en ω deux (voir le chapitre I). Joyner (1991) fait le constat que ce genre de paramétrisation entraîne dans la partie haute fréquence du spectre (fréquences supérieures à la fréquence coin du séisme) une amplification en C_d^2 et non en C_d .

Pourtant, ce facteur semble donner de bons résultats pour les modélisations de données télésismiques. Il est vrai que ces modélisations s'attachent à des basses fréquences (inférieures à 0.1-1 Hz) et regardent le déplacement ou la vitesse, où l'influence des hautes fréquences dans un modèle de type ω deux n'est pas importante. Ce n'est pas le cas quand on travaille à des distances proches de la source (inférieures à 100-200 km) sur des données accélérométriques. Dans ce cas, ce sont les hautes fréquences qui dominant et déterminent les pga (si on fait abstraction des phénomènes perturbateurs de propagation et effets de site). Dans cette partie du spectre où le facteur directif est C_d^2 , cela implique des valeurs pouvant être multipliées par 100 par rapport à une référence non directive, si le rapport des vitesses de rupture et de propagation des ondes S est proche de 0.9 (valeur maximale généralement admise de ce rapport). Le problème posé est résumé dans la figure III.1.1 montrant des spectres théoriques

en accélération et en déplacement pour des stations directives (angle de vue de 0°) et non directives (angle de vue de 90°). Ces spectres ne sont donc pas admissibles, les pga obtenus étant surestimés. Les observations faites sur des séismes, comme ceux de Livermore Valley (1980) (Boatwright et Boore (1982)), montrent une amplification maximale de l'ordre de 10 sur les pga.

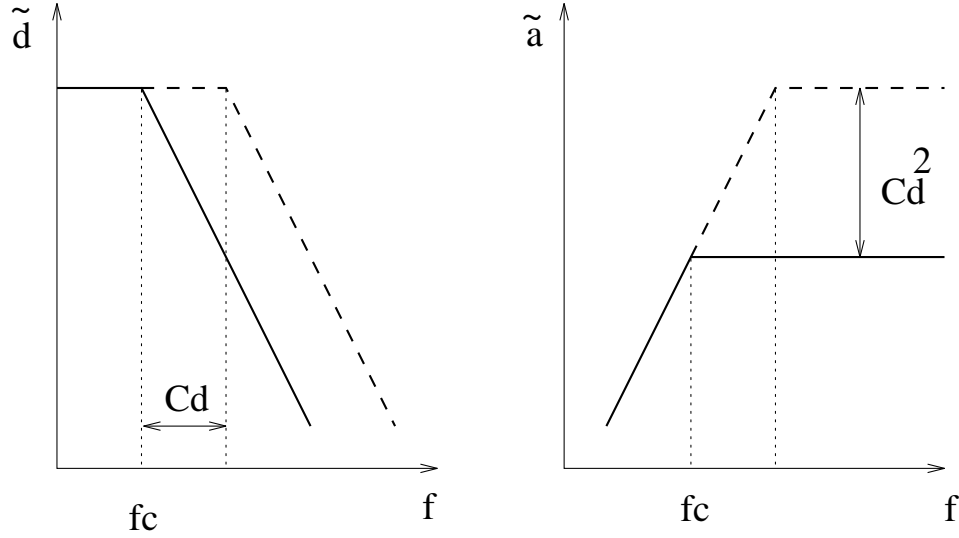


Figure III.1.1: Le schéma représente des spectres en déplacement (à gauche) et en accélération (à droite). Le trait continu est la référence non directive en ω deux. Le trait en tirets est le spectre affecté par la directivité. En déplacement, le niveau basse fréquence n'est pas modifié. Seule la fréquence coin (f_c) est repoussée vers les hautes fréquences d'un facteur C_d . En dérivant deux fois, on passe à l'accélération. La fréquence coin est modifiée de la même façon. Les hautes fréquences sont amplifiées d'un facteur C_d^2 . Ceci est lié au type du modèle. Un ω cube va générer un facteur C_d^3 .

Il faut donc observer la forme spectrale des données de type directif, anti-directif avec une référence non directive, le tout proche de la source, mais suffisamment éloigné aussi pour que le comportement directif observé à une station soit constant dans le temps. Cette configuration n'est pas évidente à trouver car il faut éviter que les stations soient dans des noeuds du rayonnement quant à l'onde S. Si on considère que les rais ont une émergence à la source autour de 90° dans le domaine d'observation proche de la source, il est clair que le seul type de mécanisme pouvant nous servir est un décrochement pur. Les mécanismes en faille normale ou inverse ont un rayonnement nodal des ondes S dans les di-

rections d’amplification maximale liée à la directivité. Le deuxième obstacle à l’observation est la couverture spatiale des stations. Il faut avoir pour le même séisme les trois stations, impliquant un réseau régional assez dense. Le dernier obstacle est la magnitude qui doit être suffisamment importante pour exciter une bande de fréquence la plus large possible. Ce qui implique aussi un enregistrement en large bande. Toutes ces conditions pour l’observation réduisent considérablement le nombre de couples séisme-réseau existants. Nous avons pourtant de la chance car le séisme de Landers, Californie (1992) réunit toutes les conditions énumérées.

III.2 Observations et interprétation

Observations

Le séisme de Landers est survenu le 28 Juin 1992 en Californie. Sa magnitude a été estimée à 7.4 et son mécanisme est un décrochement pur. La détermination du moment centroïdal donne une direction $N340^\circ$. L’épicentre se situe à $34.20^\circ N$, $116.44^\circ W$ (Kanamori et al. (1992)) (triangle sur la figure III.2.1). La rupture s’est propagée du sud vers le nord de façon quasi unilatérale. Les traces en surface s’étendent sur 70 *km* environ. Ce séisme n’est pas simple dans le sens où plusieurs segments de faille y ont contribué. Ces segments sont alignés avec de légères variations de direction (environ 10°). Cet aspect est bien montré par Campillo et Archuleta (1993). Ils modélisent le séisme par deux segments principaux impliquant une longueur totale de 50 *km*. La largeur de la source est de l’ordre de 14 *km*. La vitesse de rupture choisie par les auteurs est de 3 $km.s^{-1}$.

La connaissance acquise sur ce séisme provient du nombre important de stations dans la région. Outre les accéléromètres du réseau californien CSMIP, les stations large bande du réseau TERRAscope (PAS, GSC, SVD, PFO, SBC, ISA) se situent idéalement pour notre problème par rapport à la source (figure III.2.1). Il est intéressant de noter la présence de deux stations mobiles au moment du séisme, quasiment sur le plan de faille (Lucerne, Coolwater) non représentées sur la carte de la figure III.2.1. Toutes ces stations sont trois composantes.

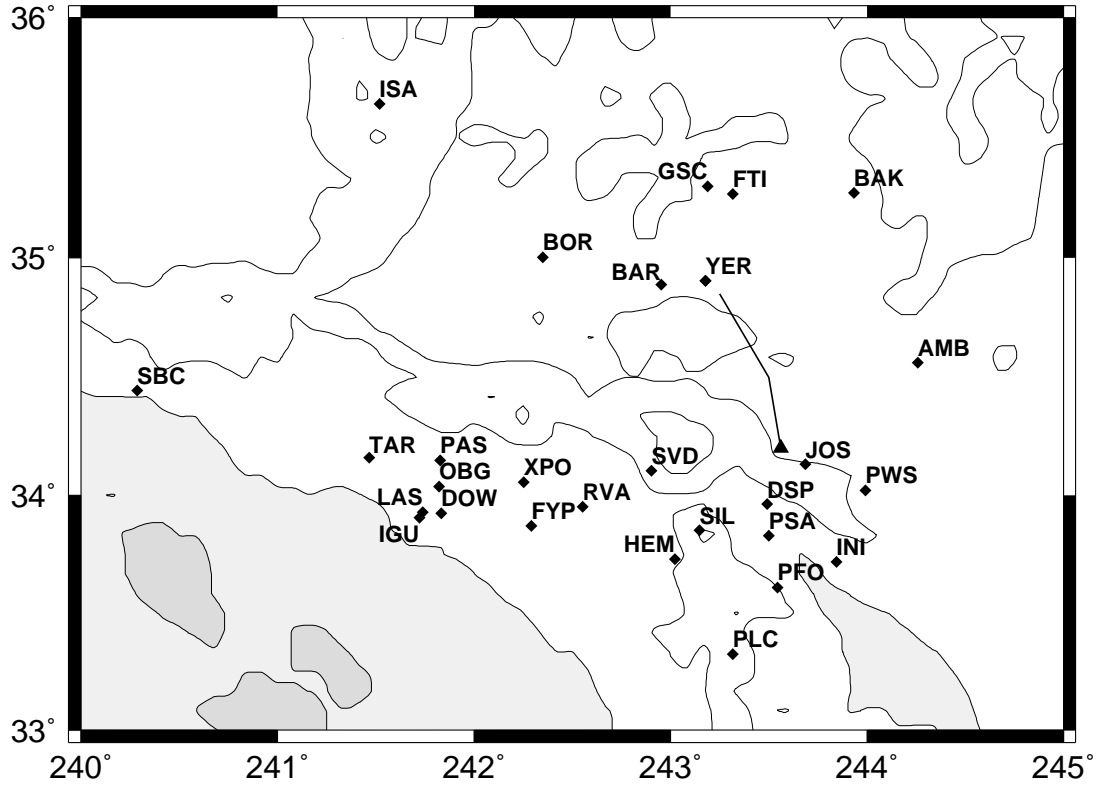


Figure III.2.1: Carte du réseau de stations accélérométriques autour du séisme de Landers. L'épicentre est symbolisé par un triangle et les stations par des losanges. La rupture s'est propagée vers le nord. Les parties grisées représentent les altitudes négatives (la mer).

Pour cette étude, nous avons choisi comme station, GSC pour la station directive, PFO pour la station anti-directive et AMB comme station non directive. Afin de simplifier le problème, nous faisons l'hypothèse que nous sommes dans le cas d'une rupture unilatérale de direction nord. Seules les ondes SH nous intéressent. Nous travaillerons donc sur la composante EW pour les stations GSC, PFO et la composante NS pour la station AMB. Ces composantes sont dessinées figure III.2.2 et leur spectre figure III.2.3. Le choix de AMB plutôt que celui de SVD vient du fait que le spectre de SVD est très perturbé, soit par un effet de site, soit par un effet de propagation entre SVD et le séisme. Sur les accélérogrammes, la durée du signal est plus courte sur GSC et plus longue sur PFO. On observe dans la coda de GSC une onde basse fréquence de période 5 à 6 s associée à une onde de Love. Cette dernière n'est pas visible, ni sur PFO, ni sur AMB. Par contre, sur les trois spectres, un léger pic autour de 0.4 Hz est observable.

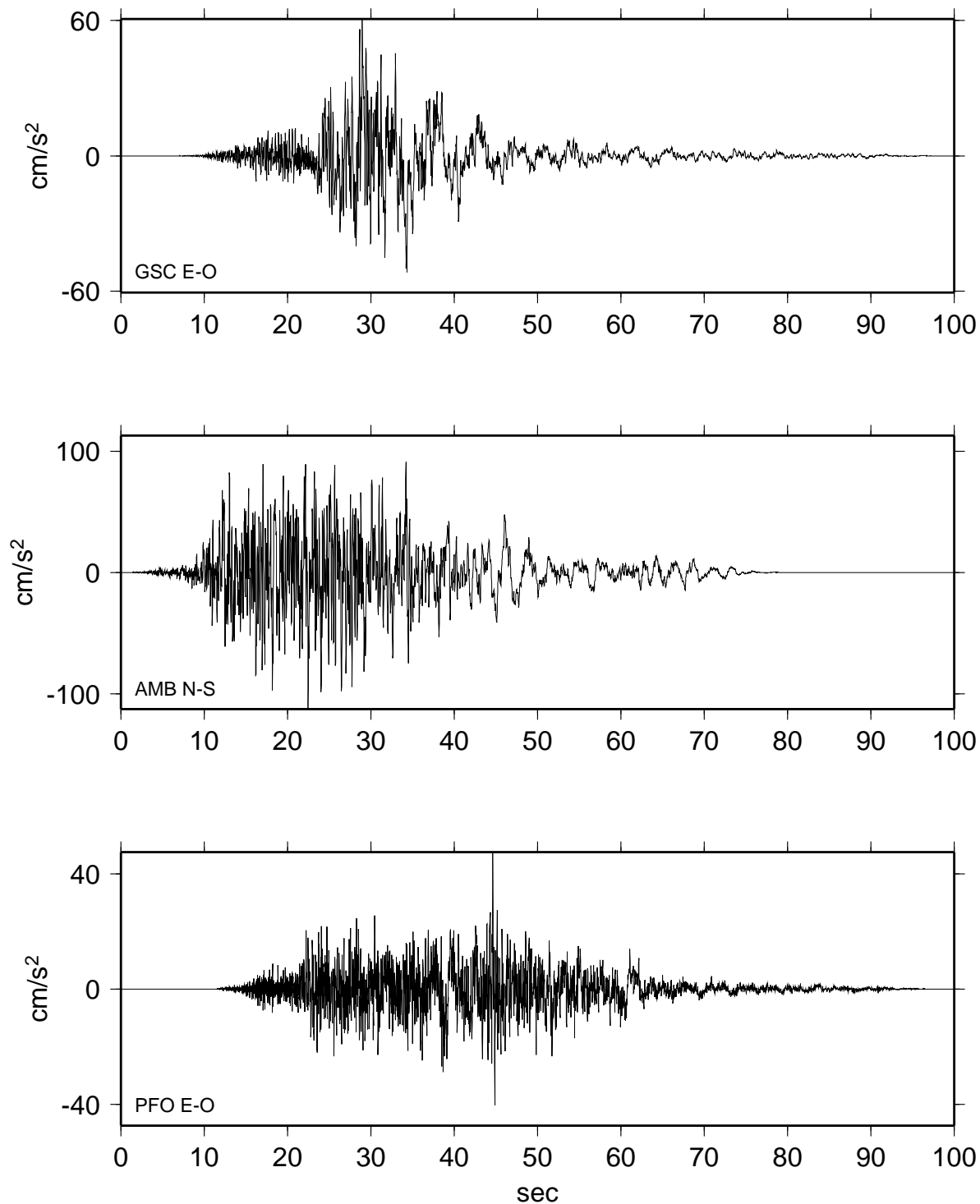


Figure III.2.2: Accélérogrammes des trois composantes GSC e-o, PFO e-o et AMB n-s.

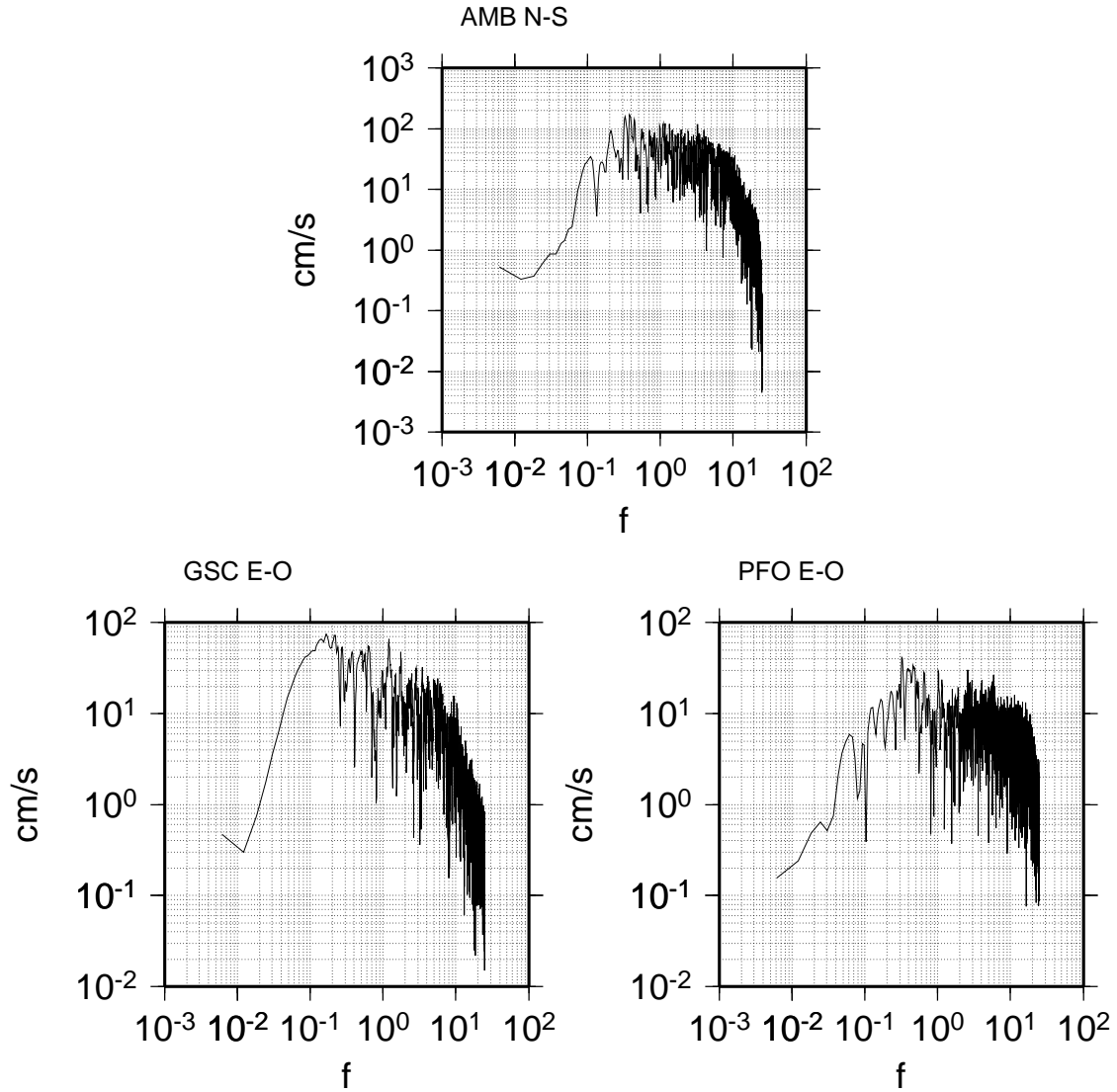


Figure III.2.3: Spectres associés aux accélérographes de la figure 3.2.2.

Quand on observe les trois spectres (figure III.2.3), la première remarque est qu'ils sont tous les trois différents. L'atténuation des couches superficielles n'intervient pas à la même fréquence. Pour cette raison, nous nous limiterons au niveau des comparaisons aux fréquences inférieures à 1 Hz . La figure III.2.4 montre les spectres dans le domaine qui nous intéresse. Le premier doute devant une telle disparité est qu'elle peut provenir d'un effet local comme pour SVD. Si on compare le spectre de GSC à celui de FTI, nous obtenons la même forme. C'est aussi le cas quand on regarde les spectres de PFO, DSP et PSA. Nous admettons donc que la forme spectrale observée à GSC et PFO provient d'un

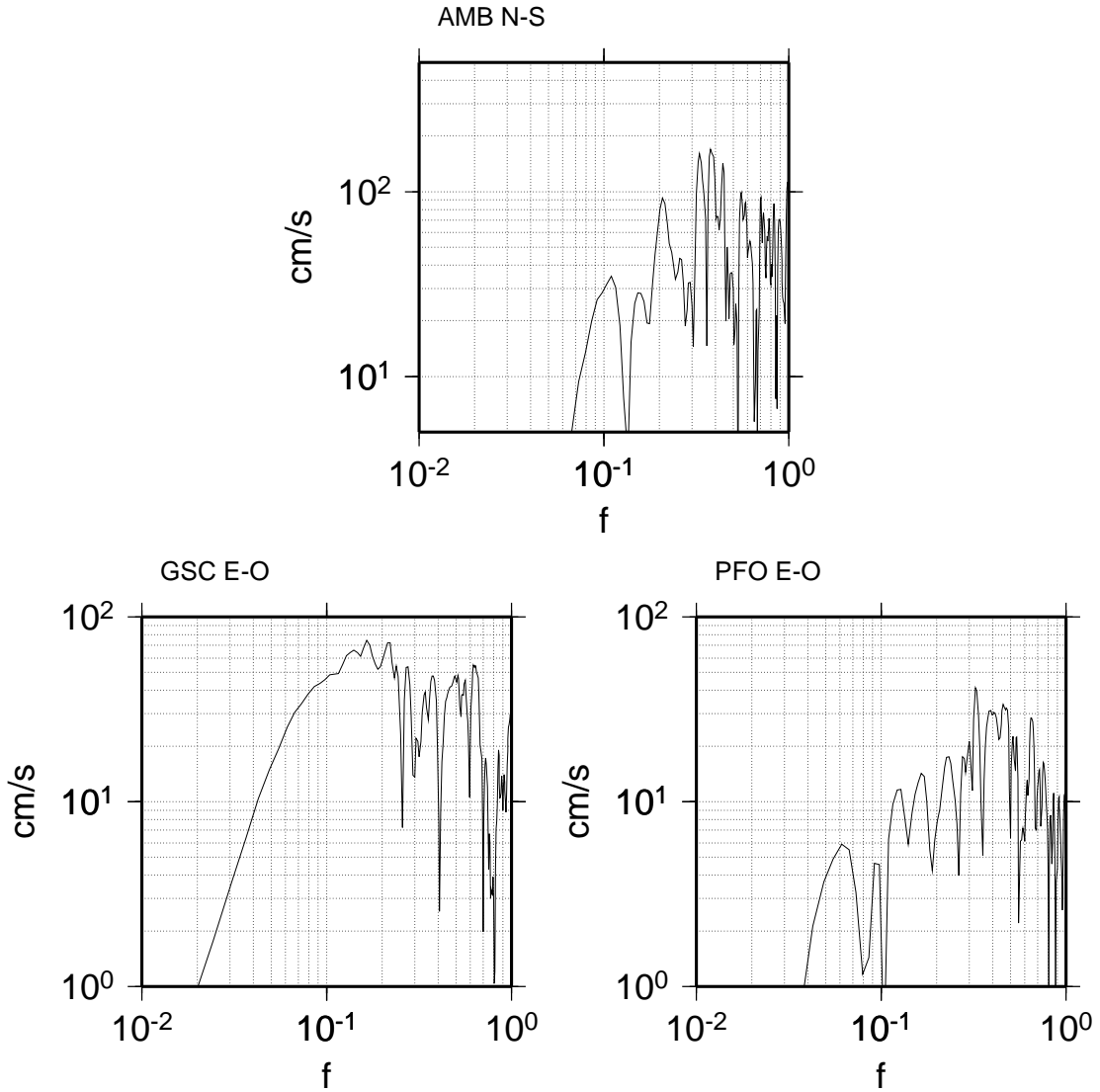


Figure III.2.4: Détail des spectres de la figure 3.2.3 entre 0.01 et 1 Hz.

effet de source. Pour AMB, nous n'avons pas de stations voisines. SVD, de l'autre côté de la faille, a un spectre contenant de nombreux pics. Le groupe de stations autour de Los Angeles est trop éloigné et l'atténuation liée à la propagation est trop importante. Le spectre de AMB ayant une forme classique en ω deux, nous admettrons qu'il n'est pas affecté par un effet local. Ceci excepté pour le pic autour de 0.4 Hz. Il n'est pas décalé en fréquence sur les trois spectres. On peut l'associer au milieu de propagation par une interface à 2 km de profondeur, en considérant les vitesses proposées par Kanamori et Hadley (1975).

Notre spectre de référence est donc un ω deux qui est défini par un plateau

haute fréquence à partir de la fréquence coin jusqu'à la fréquence d'intervention de l'atténuation. Par rapport à un tel modèle, nous observons un excès d'amplitude en basse fréquence pour GSC et une carence pour PFO. Pour cette dernière, le manque se situe pour des fréquences inférieures à 0.2-0.3 Hz . Dans le cas de la station directive, la bande de fréquence en excès va jusqu'à 0.7 Hz . Les mesures ne sont pas précises car le pic à 0.4 Hz se situe dans ces gammes. Au-delà, les spectres sont relativement plats jusqu'à 1 Hz .

On ne peut pas expliquer la partie basse fréquence à GSC par la présence d'une onde de surface. La fréquence de cette dernière se situe autour de 0.2 Hz . Une telle onde est généralement dans un domaine fréquentiel très étroit et ne peut donc pas expliquer l'ensemble de l'excès basse fréquence à GSC. Elle ne peut pas non plus expliquer la carence sur PFO. Il faut maintenant essayer d'interpréter ces différences et les relier à des paramètres physiques

Interprétation

La première étape est de comprendre pourquoi le modèle ω deux génère un facteur C_d^2 en haute fréquence. Cela provient de l'hypothèse d'une mise en place instantanée de la dislocation. Dans ce cas, l'ensemble du spectre haute fréquence est constructif quant à la directivité (figure III.1.1). Nous avons vu dans les chapitres précédents que cette hypothèse n'est pas réaliste au sens physique. La dislocation se met en place généralement à une vitesse de quelques mètres par seconde. La mesure directe de cette valeur est très difficile et les témoignages obtenus sur ce sujet sont trop imprécis et peu nombreux. De toute manière, à un instant donné sur le plan de faille, nous avons une bande qui rayonne de largeur $v_r\tau$ que nous appellerons bande cassante.

Pour toutes les fréquences inférieures à $1/\tau$, la bande cassante est assimilée à une ligne. Ces fréquences doivent être affectées par la directivité comme pour un ω deux classique, et subir une modification d'un facteur C_d^2 . Pour les fréquences supérieures à C_d/τ , nous nous situons à des longueurs d'onde inférieures à la largeur de la bande cassante. Si on admet une certaine complexité de la mise en place de la dislocation, temporelle et/ou spatiale, il n'y a pas de raison pour que la direction de la rupture à petite échelle suive la direction de la rupture basse fréquence (figure III.2.5). Le spectre rayonné, reflétant l'histoire de la rupture sur le plan de faille, doit enregistrer ce changement à la fréquence C_d/τ . Une telle

hypothèse implique l'intervention en haute fréquence non plus d'un coefficient C_d^2 mais d'un coefficient $C_{d,rms}^2$ (ce coefficient est défini plus loin).

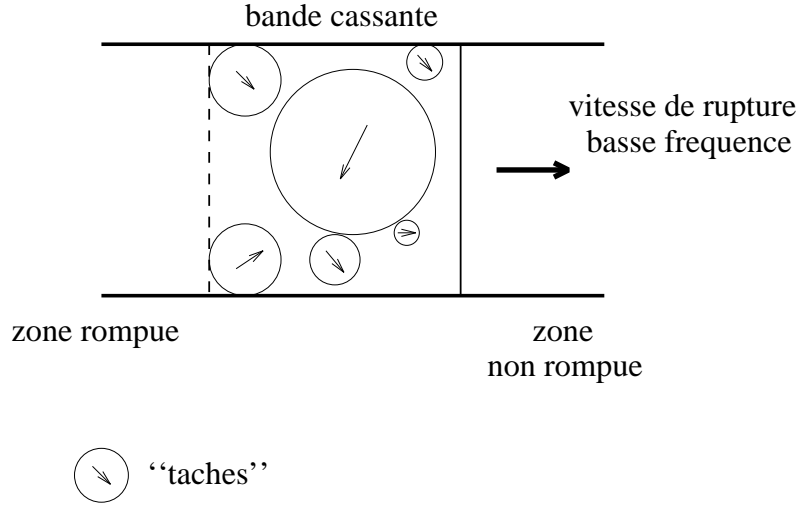


Figure III.2.5: Schéma montrant un segment de faille lors de sa rupture à un instant donné. La rupture se propage vers la droite. La bande cassante est comprise entre le front de rupture (trait continu vertical) et le trait en tirets. Dans cette surface, la dislocation se met en place de façon complexe. Chaque tache rompt suivant la direction des flèches, différente de la direction de front de rupture basse fréquence (flèche en trait épais).

La figure III.2.6 montre un schéma théorique d'une telle interprétation. La partie basse fréquence du spectre ($< C_d/\tau$) se comporte comme un ω deux classique (voir pour comparaison la figure III.1.1). Dans la partie haute fréquence, l'effet du facteur $C_{d,rms}^2$ fait baisser le niveau spectral du spectre directif et augmente celui de l'anti directif. Ce niveau étant contrôlé par un facteur rms, il est toujours supérieur ou égal au niveau spectral en ω deux non directif ($C_{d,rms}^2 \geq 1$). Il est intéressant de noter que si on fait l'hypothèse d'une totale désorganisation de la rupture dans la bande cassante, c'est-à-dire une direction de la rupture à petite échelle, isotrope sur le plan de faille, les deux niveaux spectraux haute fréquence se rejoignent.

Cette interprétation nécessite trois paramètres: le temps de mise en place de la dislocation (τ), le rapport entre vitesse de rupture et vitesse des ondes S (r_v) et un paramètre quantifiant le degré de désorganisation de la rupture dans la bande cassante.

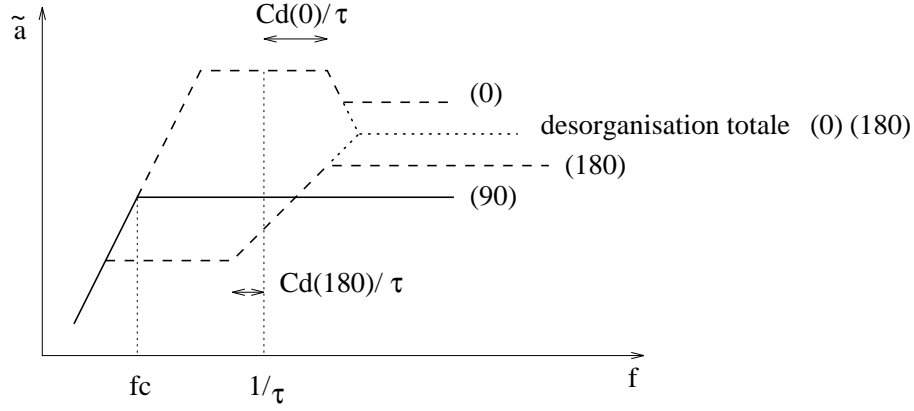


Figure III.2.6: Schéma d'interprétation. La courbe continue est le spectre de référence en ω deux. On l'obtient pour un angle de vue de 90° . Les deux courbes en tirets représentent les spectres directif et anti directif. Les courbes en pointillés sont pour un cas de désorganisation totale de la rupture haute fréquence.

Les fréquences C_d/τ sont difficiles à identifier sur les spectres de GSC et PFO. En ayant accès à ces valeurs, on peut en déduire r_v et τ :

$$f_d = \frac{C_d(\theta_d)}{\tau}$$

$$f_a = \frac{C_d(\theta_a)}{\tau}$$

$$r_v = \frac{f_d - f_a}{f_d \cos \theta_d - f_a \cos \theta_a}$$

où f_d est la fréquence relative associée à la bande cassante pour un angle de vue θ_d (d pour directif) et f_a pour un angle de vue θ_a (a pour anti directif). Si on prend $f_a = 0.1 \text{ Hz}$ et $f_d = 0.7 \text{ Hz}$ avec des angles associés purement anti directif et directif, on obtient une valeur de r_v de l'ordre de 0.75 et une valeur de τ de 5.7 s. Campillo et Archuleta (1993) utilisent un temps de montée dans leur modèle de 4 s. Peut-on relier ces temps avec un modèle dynamique? Le modèle de phase d'arrêt implique une onde stoppant le glissement en un point de la faille, provenant du bas de la source et se propageant à la vitesse des ondes S (v_s) (le bord supérieur ne génère pas de phase d'arrêt dans le cas où il y a rupture en surface mais une phase d'accélération). En moyenne sur la largeur de la faille (W), le temps de mise en place serait donc (figure III.2.7):

$$\tau = \frac{W}{2v_s}$$

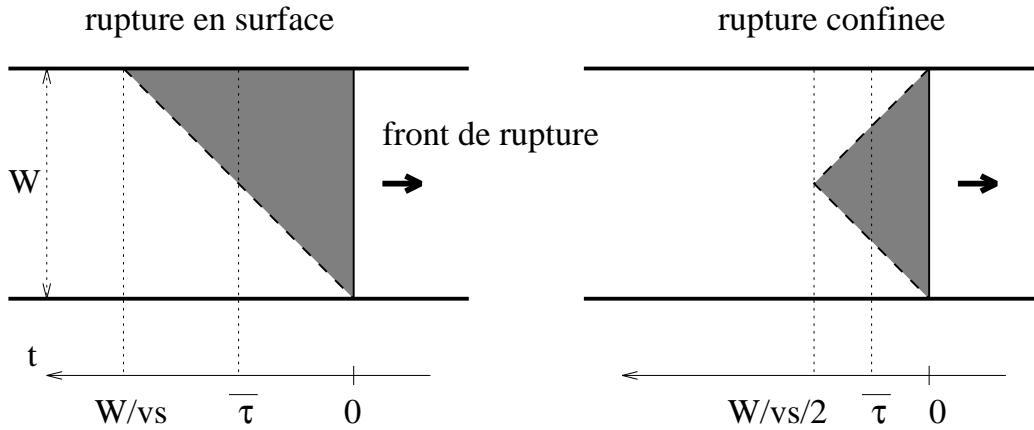


Figure III.2.7: schéma expliquant le modèle de phase d'arrêt, à gauche pour une source avec une rupture en surface et à droite, pour une source confinée. Les parties grisées représentent la zone de la faille en train de glisser (bande cassante). En bas est dessinée l'échelle de temps correspondante. Le temps moyen de mise en place ($\bar{\tau}$) pour une source confinée est moitié moins grand que pour une source rompant la surface.

En prenant une vitesse moyenne des ondes S à 3.6 km.s^{-1} dans le cas du séisme de Landers, nous obtenons un τ égal à 2 s. Le modèle de phase de cicatrisation semble donner un temps similaire (Heaton, 1993). Les deux modèles classiques donnent un temps de mise en place inférieur à la valeur que nous déduisons de notre interprétation.

Le paramètre de désorganisation est contenu dans l'expression du coefficient de directivité $C_{d,rms}^2$. Nous avons deux observations indépendantes à GSC et PFO de ces coefficients. AMB, étant non directif, ne compte pas. Nous pouvons donc essayer de déduire la valeur de ce paramètre.

Avant tout, il faut définir le paramètre de désorganisation de la rupture dans la bande cassante. Il faut pouvoir le caractériser avec un paramètre. Le choix de ce paramètre est totalement arbitraire. Nous allons pondérer la direction de la rupture à petite échelle sur le plan de faille par une ellipse. Les foyers sur le plan sont alignés dans la direction de la rupture basse fréquence. On définit un rayon normalisé sur l'ellipse, entre le foyer du côté anti directif et le bord de l'ellipse. Il forme un angle α avec la droite supportée par les deux foyers. Il représente, à une longueur d'onde donnée, la fraction d'"aspérités" ayant une direction de

rupture formant un angle α avec la direction de la rupture basse fréquence (figure III.2.8). Avec cette paramétrisation, la fraction la plus importante sera dans la direction basse fréquence. Elle permet aussi d'autoriser une petite fraction dans le sens opposé. La forme d'une ellipse peut être définie par un seul paramètre, l'ellipticité e . Elle varie de 0 à 1 où quand $e = 0$, nous obtenons un cercle (désorganisation totale de la rupture) et quand e tend vers 1, une droite alignée suivant les foyers (rupture constructive dans la direction basse fréquence). Les abaques des coefficients de directivité sont dessinés figure III.2.9a et III.2.9b. Pour le coefficient $C_{d,rms}^2$, seules sont représentées les courbes pour $e = 0$. et $e = 0.7$.

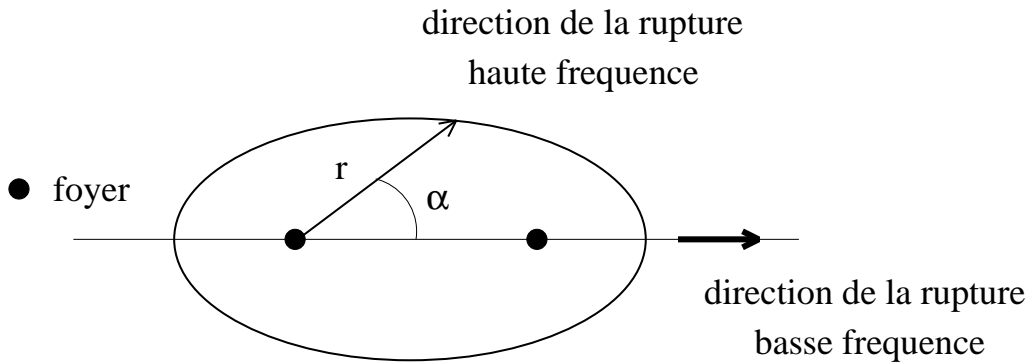


Figure III.2.8: Définition du paramètre de désorganisation de la direction de la rupture haute fréquence. Ce paramètre est défini par une ellipticité.

Nos paramètres étant définis, il faut, sur chaque spectre, se débarrasser de tous les termes ne concernant pas la directivité, que nous réunirons sous l'appellation A . Dans ce cas, le niveau du spectre basse fréquence est égal à $A.C_d^2$ et la partie haute fréquence à $A.C_{d,rms}^2$. Le rapport des deux niveaux $C_d^2/C_{d,rms}^2$ ne dépend plus que de l'ellipticité e et du rapport r_v . Il dépend aussi de l'angle de vue (A_g) de la station mais nous supposons ce paramètre connu. Dans la figure III.2.10, est représenté par des lignes de niveau le rapport $C_d^2/C_{d,rms}^2$ pour $A_g = 20^\circ$, dans un diagramme r_v, e . Un rapport extrait d'un spectre va donner dans ce diagramme une courbe de niveau. En superposant l'observation à plusieurs stations, nous devrions trouver le couple r_v, e lié au séisme.

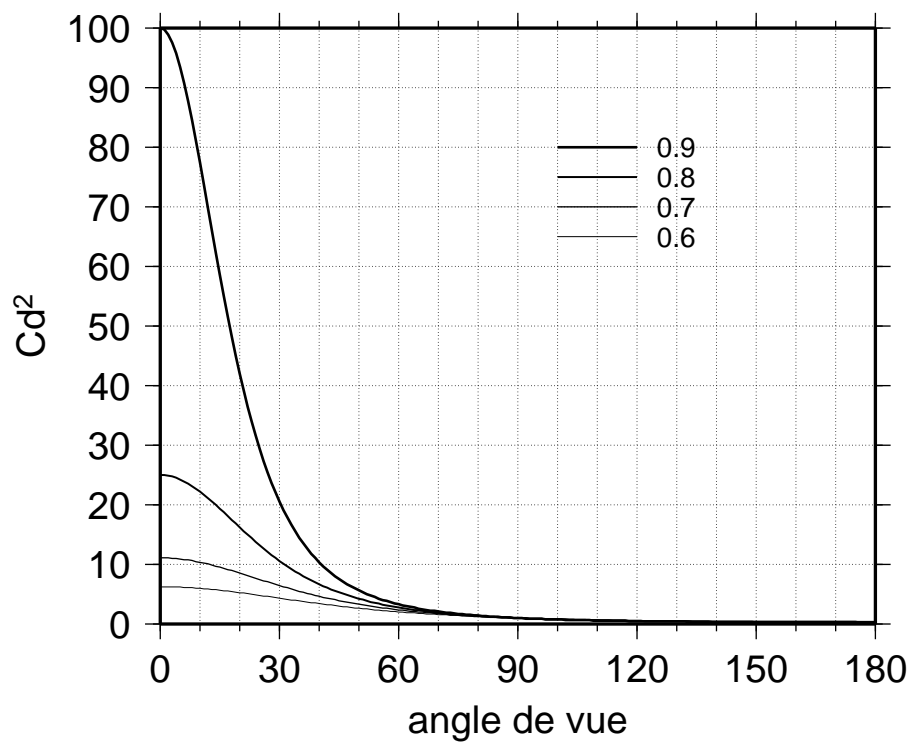
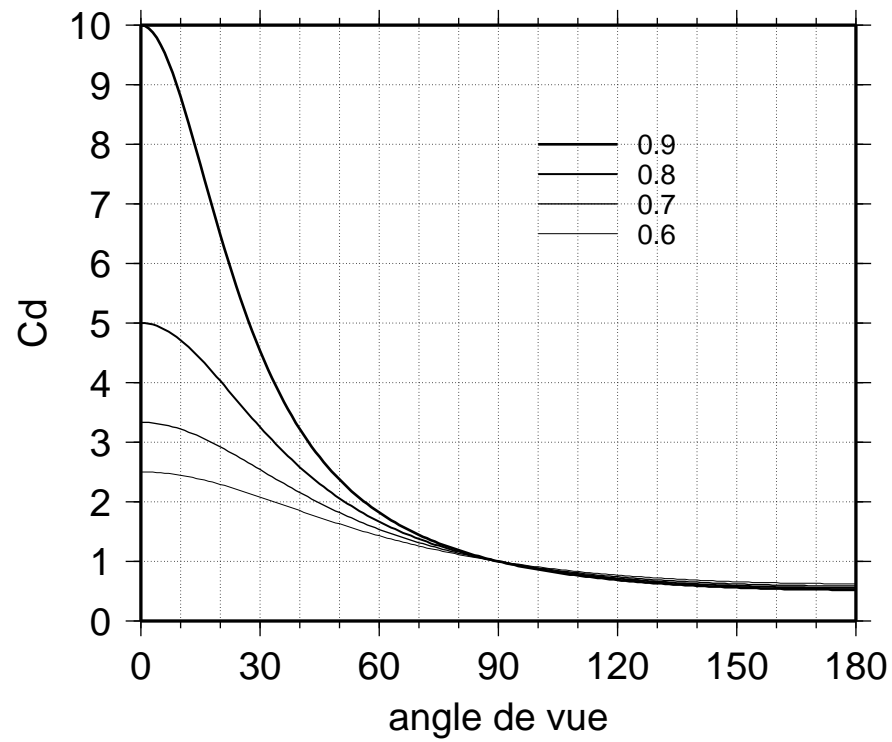


Figure III.2.9a: Abaques des coefficients de directivité C_d et C_d^2 en fonction de l'angle de vue, pour quatre rapports r_v .

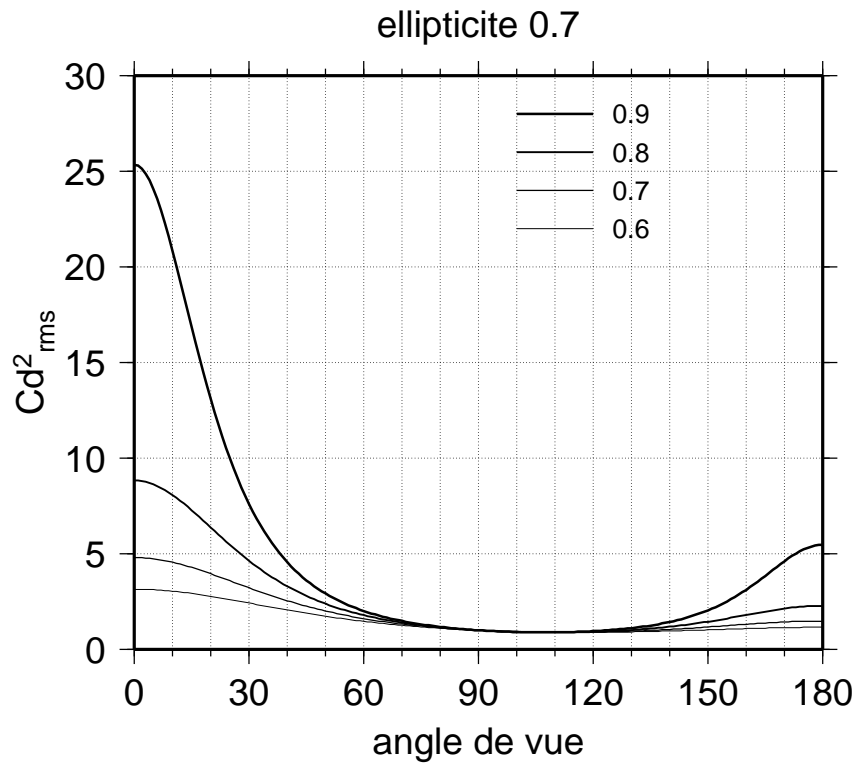
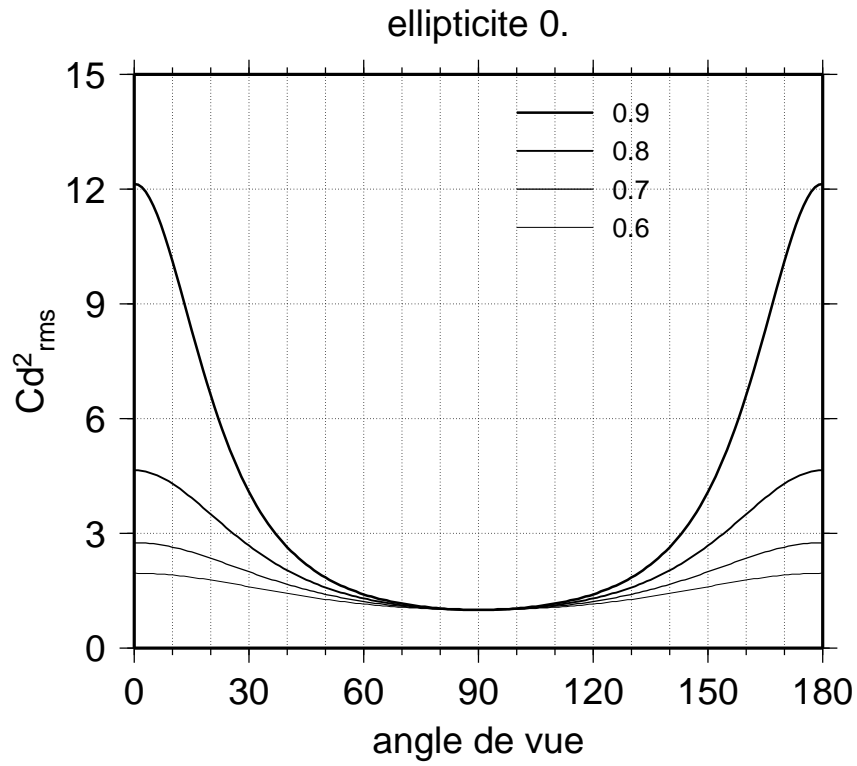


Figure III.2.9b: Abaques du coefficient $C_{d,rms}^2$ pour $e = 0$.
et $e = 0.7$ en fonction de l'angle de vue, pour quatre rapports r_v .

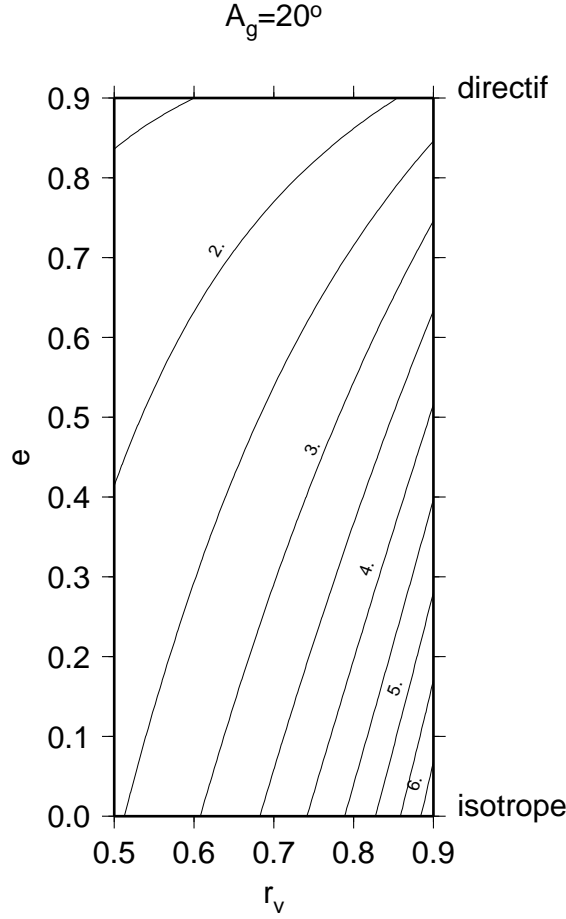


Figure III.2.10: Diagramme r_v - e pour un angle de vue de 20° .

La mesure du rapport $C_d^2/C_{d,rms}^2$, en pratique, est délicate étant donné le caractère stochastique du spectre. Nous associons donc un écart-type à notre mesure. Ceci nous permet de définir une densité de probabilité dans notre diagramme r_v, e . Combinant l'information déduite des spectres de GSC et PFO, on obtient la figure III.2.11. Le domaine supérieur à 0.9 est assez large. Le couple central donne une valeur de $r_v = 0.7$ avec une ellipticité $e = 0.7$. Par deux mesures différentes, nous retrouvons une valeur de r_v du même ordre de grandeur. En prenant une vitesse des ondes S à 3.6 km.s^{-1} , nous obtenons une vitesse de rupture de 2.6 km.s^{-1} environ.

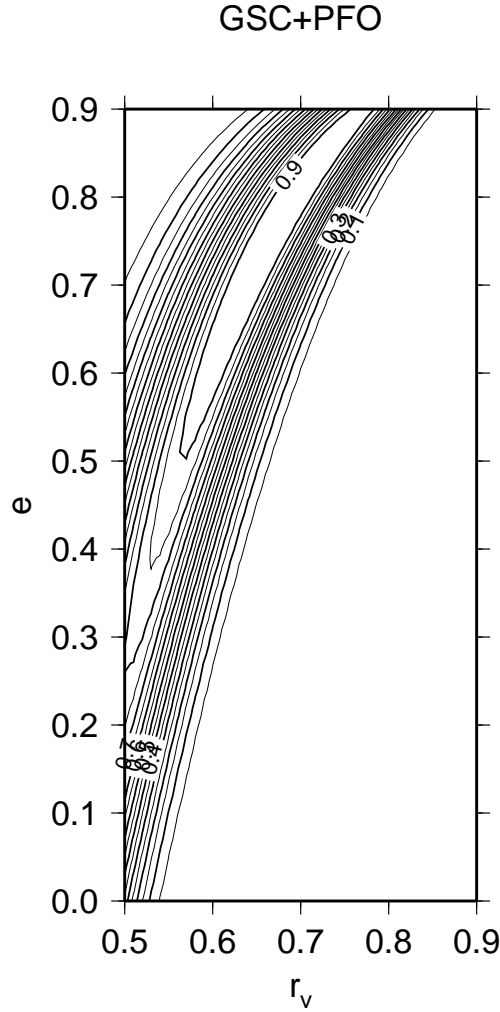


Figure III.2.11: Densité de probabilité dans un diagramme r_v - e en combinant les informations de PFO et GSC.

Le nombre de paramètres nécessaires à l'interprétation a été extrêmement réduit. Cette dernière est une première tentative et peut apporter une mesure indépendante de certaines grandeurs physiques de la source. L'observation n'a été faite aussi que sur un seul séisme. Pour confirmer ou infirmer nos hypothèses, nous avons besoin de trouver d'autres jeux de données à analyser. Malheureusement, les conditions d'observation requises sont très strictes. Dans le cas du séisme d'Imperial Valley, Californie (1979), un phénomène similaire est observable, mais de moindre amplitude. Cela provient du fait qu'il n'y a pas pour ce séisme de station purement anti directive. Du côté directif, des stations ont enregistré le séisme. Le problème vient du fait que ces stations étaient trop proches de la source, du milieu de propagation très particulier autour d'Imperial Valley

et de la complexité du séisme en fin de rupture (activation de Brawley Fault) (Archuleta (1982,1984)).

Le temps de mise en place est suffisamment long pour voir son influence sur les spectres des données télésismiques. Dans ce cas, nous sommes encore contraints par le mécanisme au foyer, les rais partant quasi verticalement vers le bas. On peut essayer de trouver des séismes avec un mécanisme de décrochement suivant le pendage comme celui de Vrancea, Roumanie. Encore faut-il qu'il soit profond afin de séparer les ondes directes, directives, des ondes réfléchies anti directives sur la surface libre.

Le manque d'observation est donc notre principal obstacle. On peut espérer dans les années à venir, avec la densification des réseaux régionaux obtenir des données de la qualité de celles enregistrées au cours du séisme de Landers.

Cette incursion au pays de la directivité avait pour but de résoudre le défaut principal du modèle élaboré dans les deux précédents chapitres. Nous partons de l'hypothèse que l'interprétation énoncée est valable (approche axiomatique). Dans ces conditions, comment adapter la paramétrisation du modèle cinématique de rupture afin d'obtenir des spectres d'accélération semblables au schéma de la figure III.2.6.

III.3 Modélisation

La modification du modèle, afin de prendre en compte la directivité, semble très difficile au premier degré. Avec le mode opératoire établi au chapitre II, il est impossible de faire intervenir une bande cassante dans le modèle. Nous avons expliqué dans le premier chapitre que l'intervention d'une histoire complexe de la mise en place du glissement sans contrôle de la corrélation spatiale et temporelle ne peut fournir des spectres en ω deux simplement. Le problème est de déstabiliser la cohérence de la direction de la rupture à haute fréquence, le modèle basse fréquence étant supposé correct. Pour cela, nous devons séparer le processus en deux parties: le modèle basse fréquence d'une part et d'autre part le modèle haute fréquence.

Nous partons du modèle de dislocation en k^{-2} afin d'obtenir une distribution de ce paramètre sur le plan de faille comme sur la figure II.2.3. Nous définissons alors un second modèle spectral, identique au premier avec un filtre passe-bas à partir de la longueur d'onde $v_r\tau$. Cette longueur représente la largeur de la

bande cassante. Nous obtenons alors une distribution de la dislocation de grandes longueurs d'onde (DBF), semblable à la figure II.2.1. Nous faisons brutalement la différence entre les deux distributions. Le résultat est une distribution de “dislocation haute fréquence” de moyenne nulle sur le plan de faille. Nous séparons cette distribution entre ses parties positive et négative. La distribution haute fréquence positive (DHFP) est définie par les parties positives et une dislocation de valeur nulle dans les parties négatives, la distribution haute fréquence négative (DHFN) étant le contraire. Nous avons donc trois sources. Il suffit maintenant de calculer la contribution au rayonnement de ces trois distributions et de les sommer.

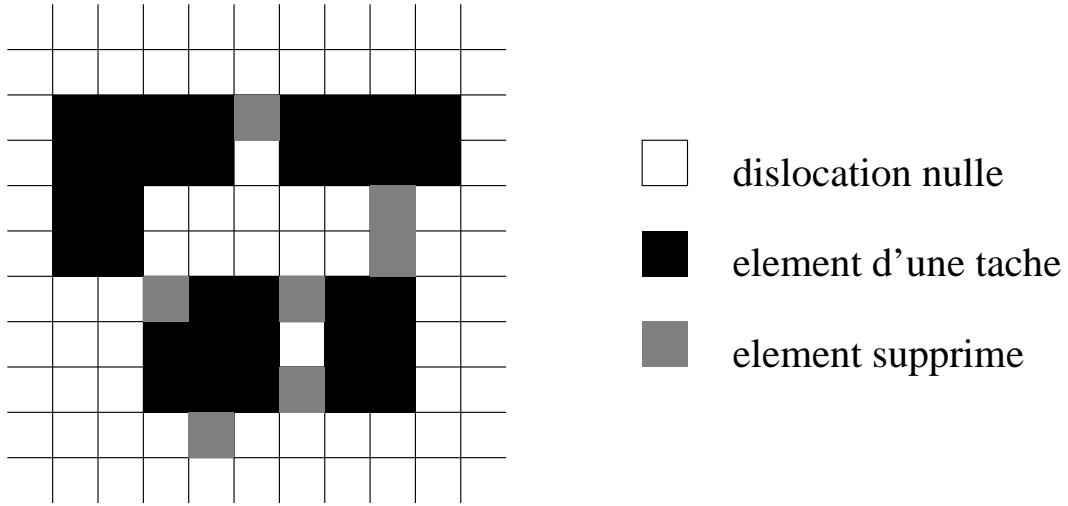


Figure III.3.1: Schéma expliquant le processus de séparation des taches. Les zones grises et noires représentent la distribution de la dislocation sur le plan de faille avant séparation. Les points gris seront mis arbitrairement à une valeur de dislocation nulle. Ce processus n'affecte pas le spectre car la dimension de la maille intervient au-delà de la fréquence utile. Dans cet exemple, nous passons d'une seule tache à quatre taches, non connexes du point de vue de l'histoire de la rupture.

Le signal représentant la contribution de DBF est le plus simple à calculer. Nous procédons comme dans le chapitre II. Le résultat (figure III.3.3) est identique aux accélérogrammes synthétiques de la figure II.3.2 jusqu'à C_d/τ . Le spectre est soumis à un facteur de directivité C_d^2 .

Les parties hautes fréquences doivent subir une désorganisation de leur rupture quant à la direction. Dans chaque distribution, nous isolons les taches de

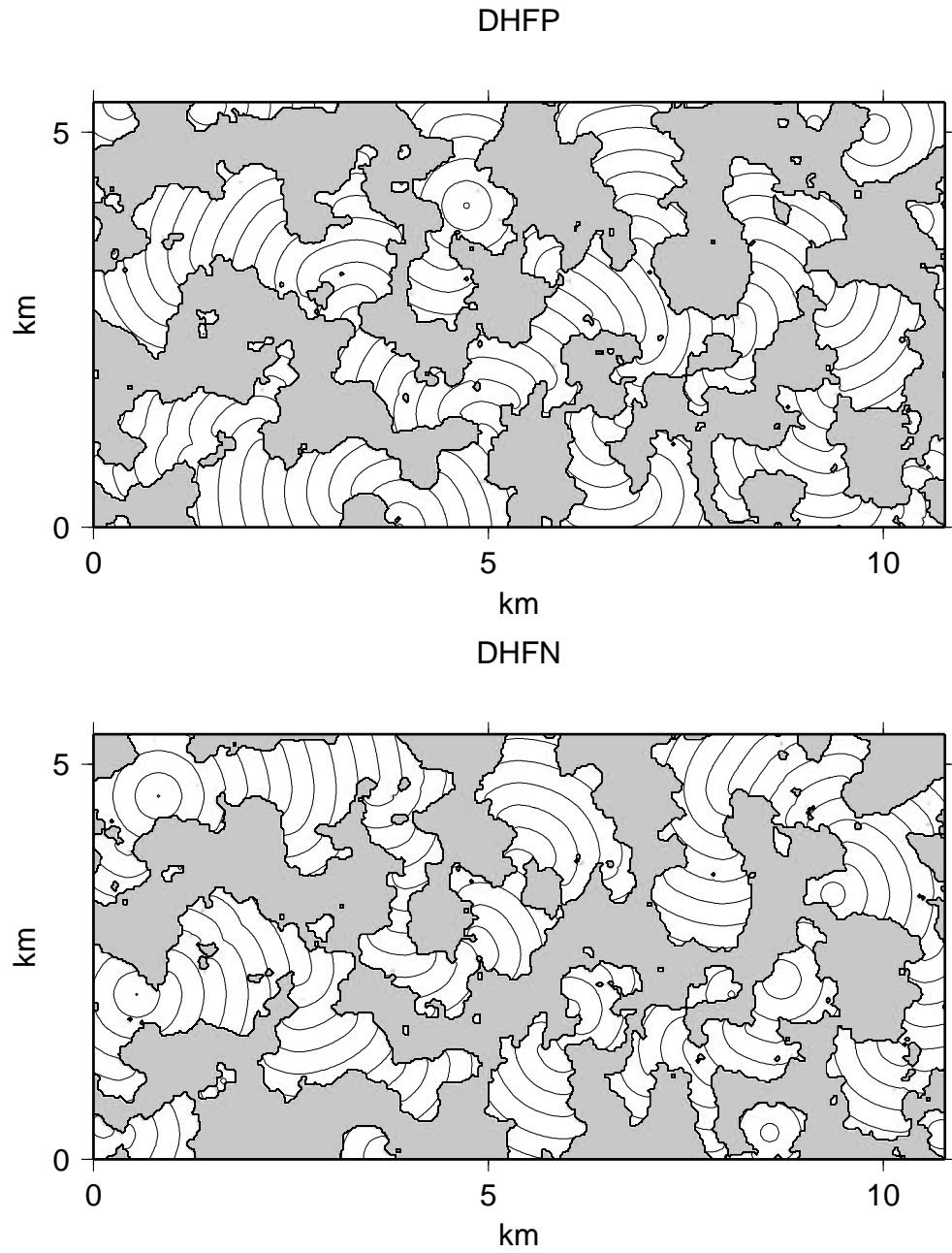


Figure III.3.2: Représentation de l'histoire de la rupture haute fréquence sur le plan de faille. Les zones de dislocation nulle sont grisées. Dans les parties non nulles (en blanc) sont dessinées les isochrones de temps de rupture (chaque 0.5 s). En haut, l'histoire pour les dislocations positives (DHFP) et en bas pour les négatives (DHFN). Les deux distributions sont complémentaires. Il est intéressant de noter que les taches ont une dimension caractéristique $v_r \tau$ mais sont très allongées pour la plupart.

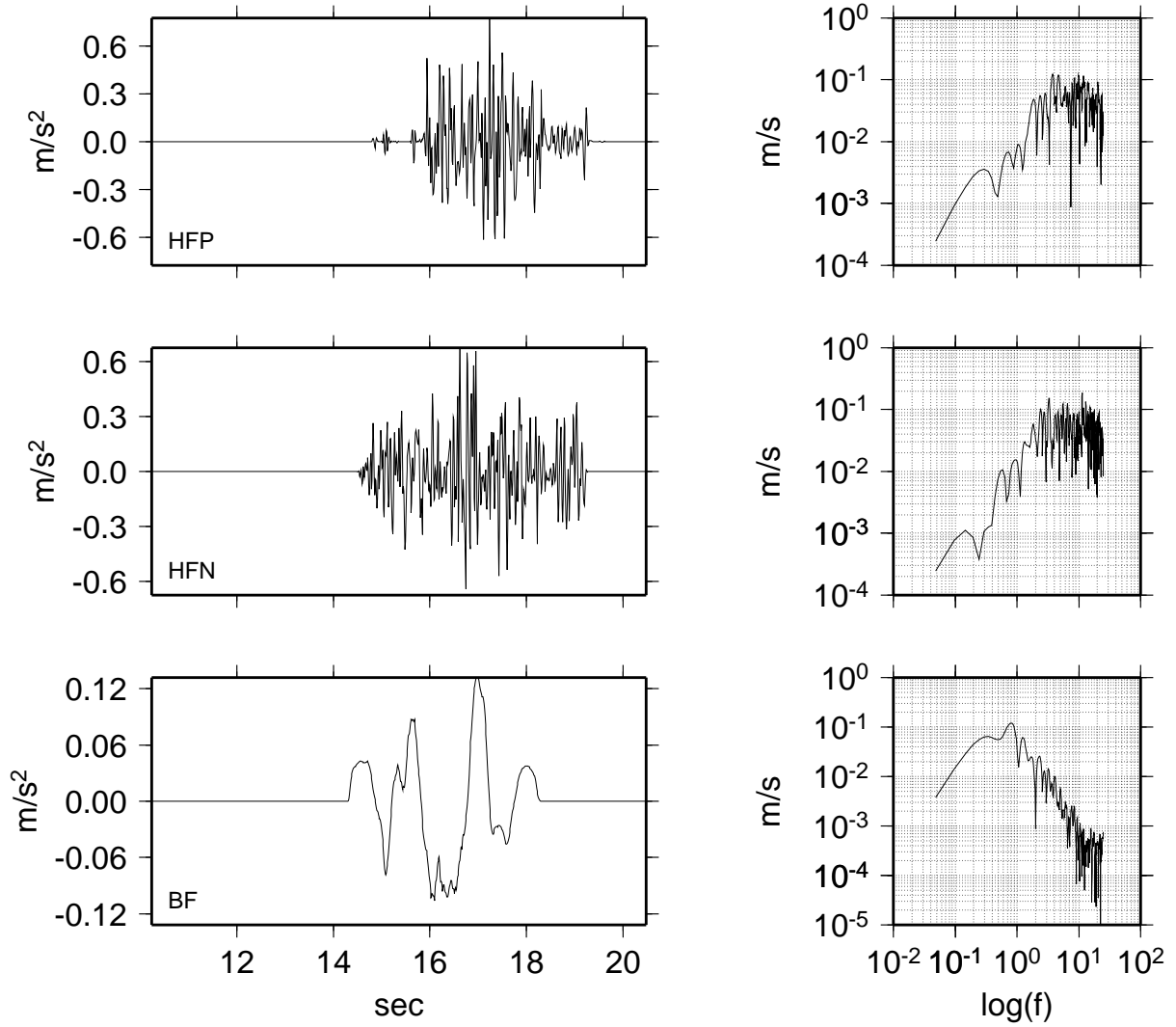


Figure III.3.3: Accélérographes et spectres des trois signaux de base avant sommation.

dislocation et les dénombrons. Pour ce faire, on élimine les points connexes entre taches de façon à rendre leur rupture indépendante (figure III.3.1). Le nombre de taches est variable suivant la dimension de la faille et la largeur de la bande cassante. Un point de nucléation est choisi dans chaque tache, en premier lieu de façon aléatoire. Le temps de nucléation est calculé par rapport au front de rupture basse fréquence. Le passage de ce dernier déclenche le processus de rupture (voir Papageorgiou et Aki (1983) pour comparaison). Dans chaque tache, la rupture se propage à vitesse constante, égale à celle du front basse fréquence afin de garder un principe de causalité (pas de rupture devant le front basse fréquence). Le temps de montée est instantané. La complexité de forme des taches assure

la désorganisation de la direction de la rupture. En pratique, on utilise pour calculer les temps de rupture dans les taches un programme d'estimateur de temps d'arrivée, idéal dans les milieux fortement hétérogènes (Podvin et Lecomte, 1991). Cette technique est appliquée sur DHFP et DHFN (figure III.3.2).

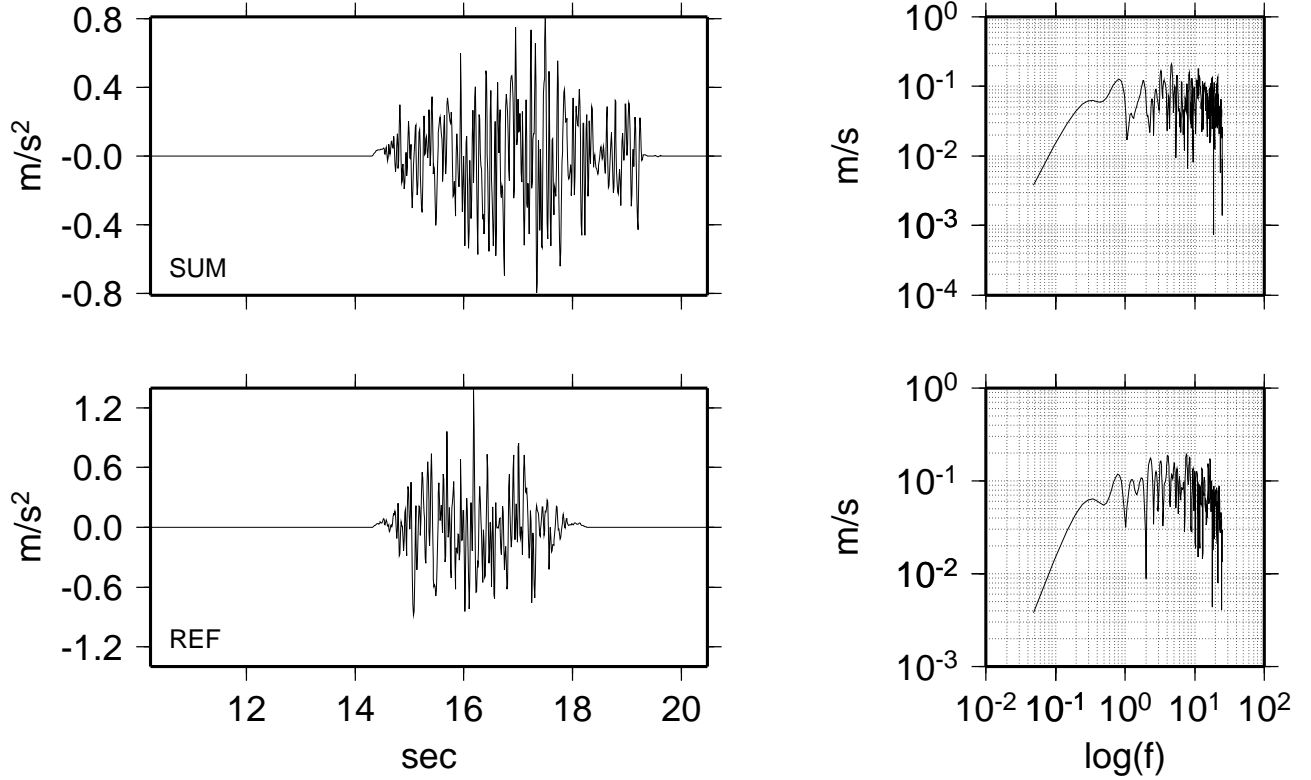


Figure III.3.4: Accélérogrammes et spectres dans un angle de vue de 90° pour une magnitude 6. Le signal du haut est la somme des trois accélérogrammes de la figure 3.3.3. Le signal du bas est obtenu par la méthode décrite dans le second chapitre, pour la même configuration source station.

Nous avons maintenant trois signaux (figure III.3.3). Ces accélérogrammes synthétiques sont calculés pour une magnitude 6 à 50 km de distance. L'angle de vue de la station est 90° , et donc non directif. Le temps de montée est fixé à 1 s. Dans ce cas, nous devons retrouver le même type de synthétique, avec des spectres en ω deux, par le premier modèle et le second. Les accélérogrammes haute fréquence correspondent aux distributions de dislocation de la figure III.3.2. Ils durent plus longtemps que le signal basse fréquence. Ceci est lié à la technique employée et varie suivant la complexité de forme des taches en fin de rupture.

Les plateaux des trois spectres sont du même ordre de grandeur. La figure III.3.4 est le résultat de la sommation des trois accélérogrammes de la figure III.3.3. En référence y est rajouté le résultat obtenu avec la méthode du chapitre II pour la même géométrie. Les deux signaux sont comparables. La nouvelle technique donne un signal plus long. Le pga est par contre inférieur dans les mêmes proportions. Les spectres ont sensiblement la même forme. On peut toutefois remarquer que le spectre obtenu par sommation est plus perturbé autour de 1 Hz que celui obtenu par un seul calcul. Il est évident que c'est cette fréquence, correspondant au temps de montée, que la nouvelle technique altère le plus. Le spectre reconstitué correspond bien à la forme souhaitée en ω deux.

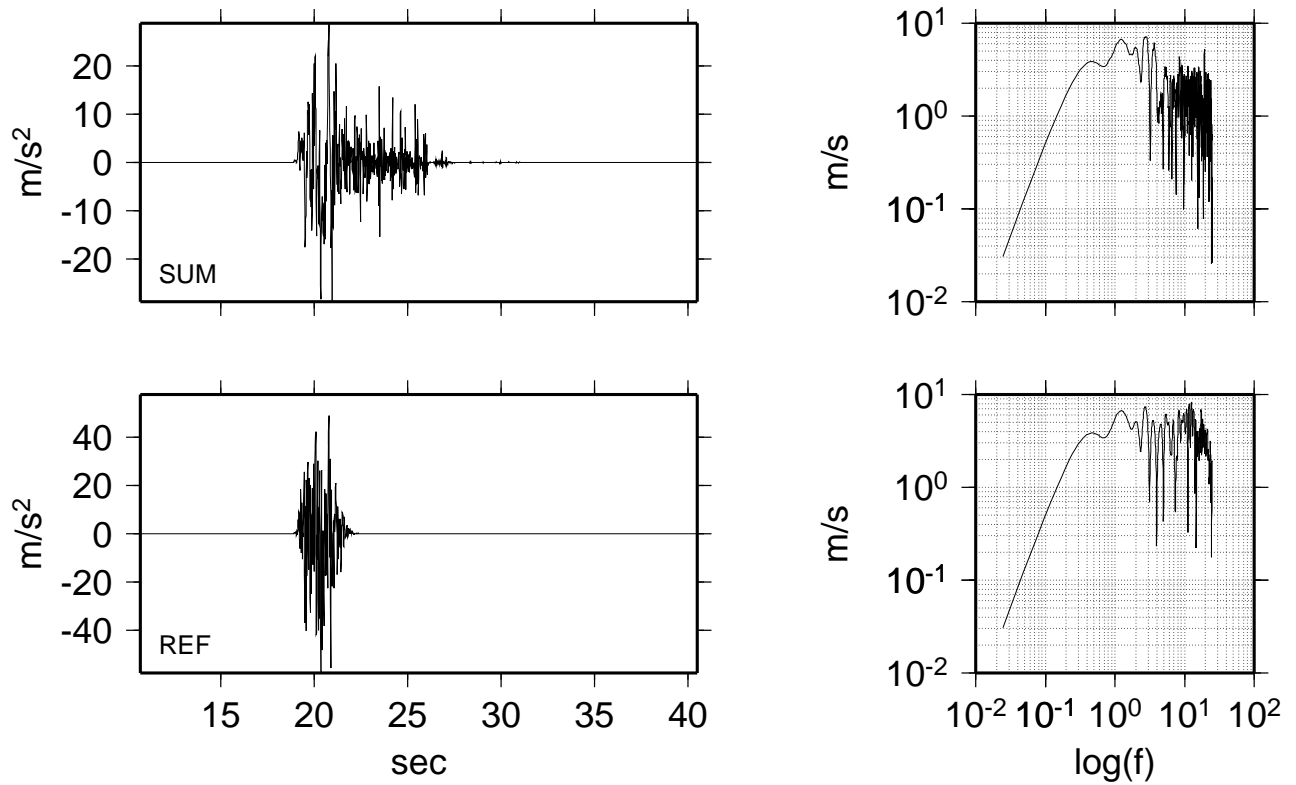


Figure III.3.5: Accélérogrammes et spectres dans un angle de vue de 0° pour une magnitude 7. Le temps de montée est de 1 s. SUM désigne le résultat lié à la sommation et REF la référence obtenue par un seul calcul.

Il faut maintenant regarder les spectres dans un angle de vue directif. Pour cela, nous prenons une source plus grande (magnitude 7) afin d'augmenter la bande de fréquence excitée. Le temps de mise en place est le même que précédem-

ment, 1 s. La figure III.3.5 représente les synthétiques obtenus par sommation d'une part et d'autre part pour un seul calcul. L'amplitude du spectre en ω deux non modifié est dramatiquement élevée. Le signal est très court. Pour l'accélérogramme sommé, le spectre est identique à celui de la référence jusqu'à C_d/τ , où le niveau du plateau haute fréquence devient de plus faible amplitude d'un facteur 3.5. Le pga est donc plus réduit. Le signal temporel est plus long, notamment pour les hautes fréquences, étant donné leur mode de calcul.

Le problème vient de la forme des taches qui sont allongées et de leur nucléation. Si une tache a la forme d'un fer à cheval, cela ne nous apporte pas de bonheur mais des difficultés. La tache va continuer à rompre longtemps après le passage du front de rupture. Pour la figure III.3.5, la nucléation haute fréquence n'est plus aléatoire mais centrée au niveau des taches, afin de limiter leur temps d'émission.

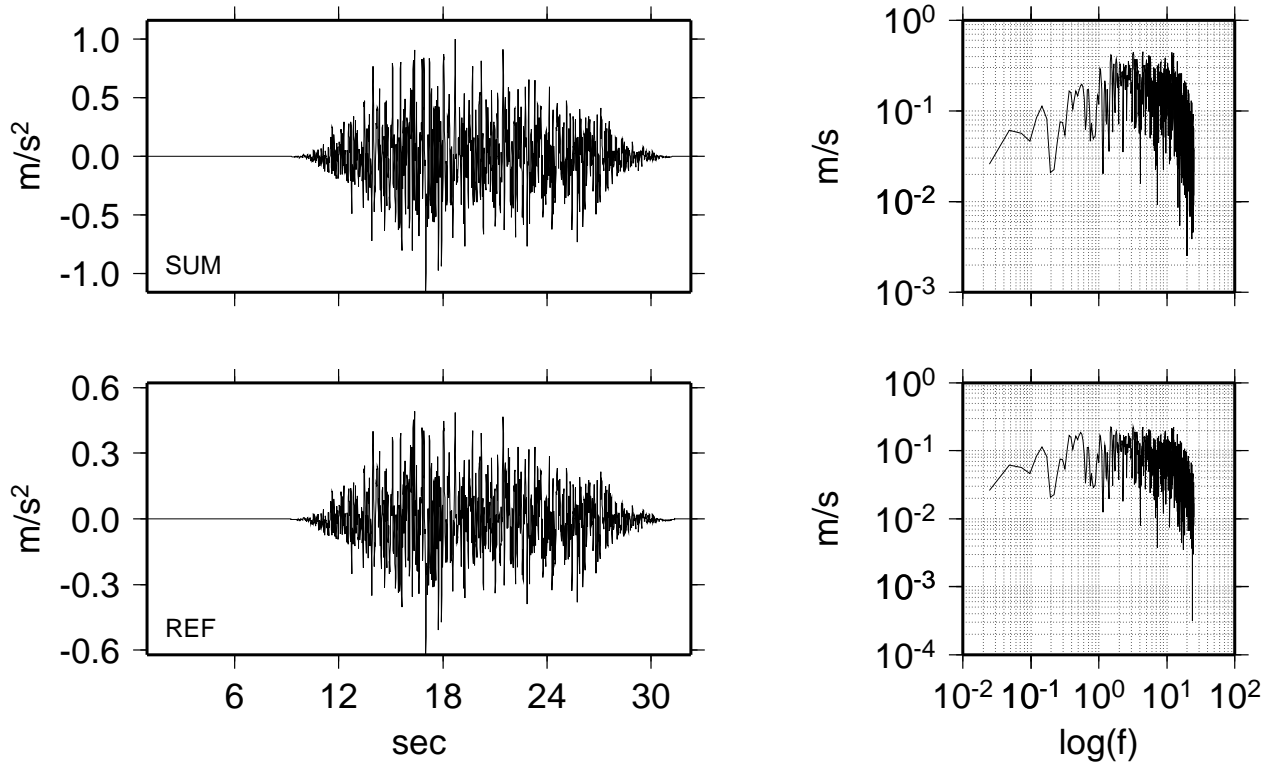


Figure III.3.6: Idem à la figure 3.3.5 dans un angle de vue de 180° .

On ne peut non plus mettre plusieurs points de nucléation dans une même tache, car lorsque les deux fronts de rupture haute fréquence se rencontrent,

ils génèrent chacun une phase d'arrêt constructive et augmentent le niveau du plateau haute fréquence.

La figure III.3.6 est la même que la figure III.3.5 mais pour une géométrie anti directive. La durée des deux accélérogrammes est identique. Par contre, le pga du signal sommé est plus grand que celui de la référence en ω deux. Cela provient du facteur $C_{d,rms}^2$, toujours supérieur à 1 et qui augmente le niveau du plateau haute fréquence (facteur 2). Les basses fréquences sont identiques (facteur C_d^2).

III.4 Conclusion

Le modèle exposé dans ce chapitre est fortement spéculatif. D'après les observations, il est par contre indéniable que la directivité a un rôle important sur les mouvements forts et que ce paramètre dépend de la fréquence.

Le résultat principal du modèle modifié est qu'il n'altère pas les synthétiques non directifs du premier modèle, jugés satisfaisants. Il permet de réduire l'effet directif C_d^2 en haute fréquence, inadmissible pour des applications de type ingénieur.

Le seul problème est la forme temporelle du signal directif. Sa forme non stationnaire peut gêner dans le calcul de spectre de réponse. La solution doit venir d'un contrôle plus strict du processus de rupture haute fréquence.

Le but premier de ces méthodes est le calcul d'accélérogrammes synthétiques contrôlé par le moins de paramètres possible, à partir d'une source étendue. Il faut maintenant examiner l'apport de ces approches au risque sismique et l'influence de certains paramètres fondamentaux.

Chapitre IV

Applications au risque sismique

IV.1 Introduction

Notre approche du risque sismique consiste à estimer l'accélération du sol pour un point donné sous l'action du séisme historique maximum probable dans la région. Cela se traduit par le calcul du maximum d'accélération (pga) ou le calcul d'un spectre de réponse.

Avant tout, il faut connaître avec précision la néotectonique et la sismicité historique de la région. Notre choix s'est porté sur la Provence Occidentale, où l'analyse effectuée par Terrier (1991) nous donne une description assez précise des failles sismogènes dans cette région. Nous allons ainsi choisir une faille. Il s'agit de la faille de la Trévaresse. Ce choix n'est pas le fruit du hasard. On associe en fait le dernier séisme meurtrier en France, le séisme de Lambesc (11 Juin 1909), au jeu de cette faille (Levret et al. (1986)) (figures IV.1.1 et IV.1.2). L'intensité épacentrale est égale à IX (estimée à VIII-IX dans le fichier SIRENE en faisant abstraction des effets de site locaux). Après cet événement et quelques répliques, cette faille ne montre plus d'activité sismique. D'où son intérêt pour une étude à partir de synthétiques.

La faille de la Trévaresse est une faille inverse d'orientation globale est-ouest. Sa longueur reconnue en surface est de l'ordre de 18 *km*. Le pendage moyen en surface est estimé à 55° (Terrier (1991)).

D'après ces données, nous faisons l'hypothèse que la magnitude maximale pouvant survenir sur ce segment est de l'ordre de 6.5. Le mécanisme étant inverse et le contexte tectonique plutôt intraplaque, nous fixons la chute de contrainte à la valeur élevée de 8 *MPa* (Kanamori et Anderson (1975)). Le centroïde de la faille est pris à 4 *km*. Terrier indique que la profondeur focale du séisme de Lambesc est estimée à 5 *km* \pm 3). Nous fixons le mécanisme à un type

purement inverse (297/55/90) de pendage nord.

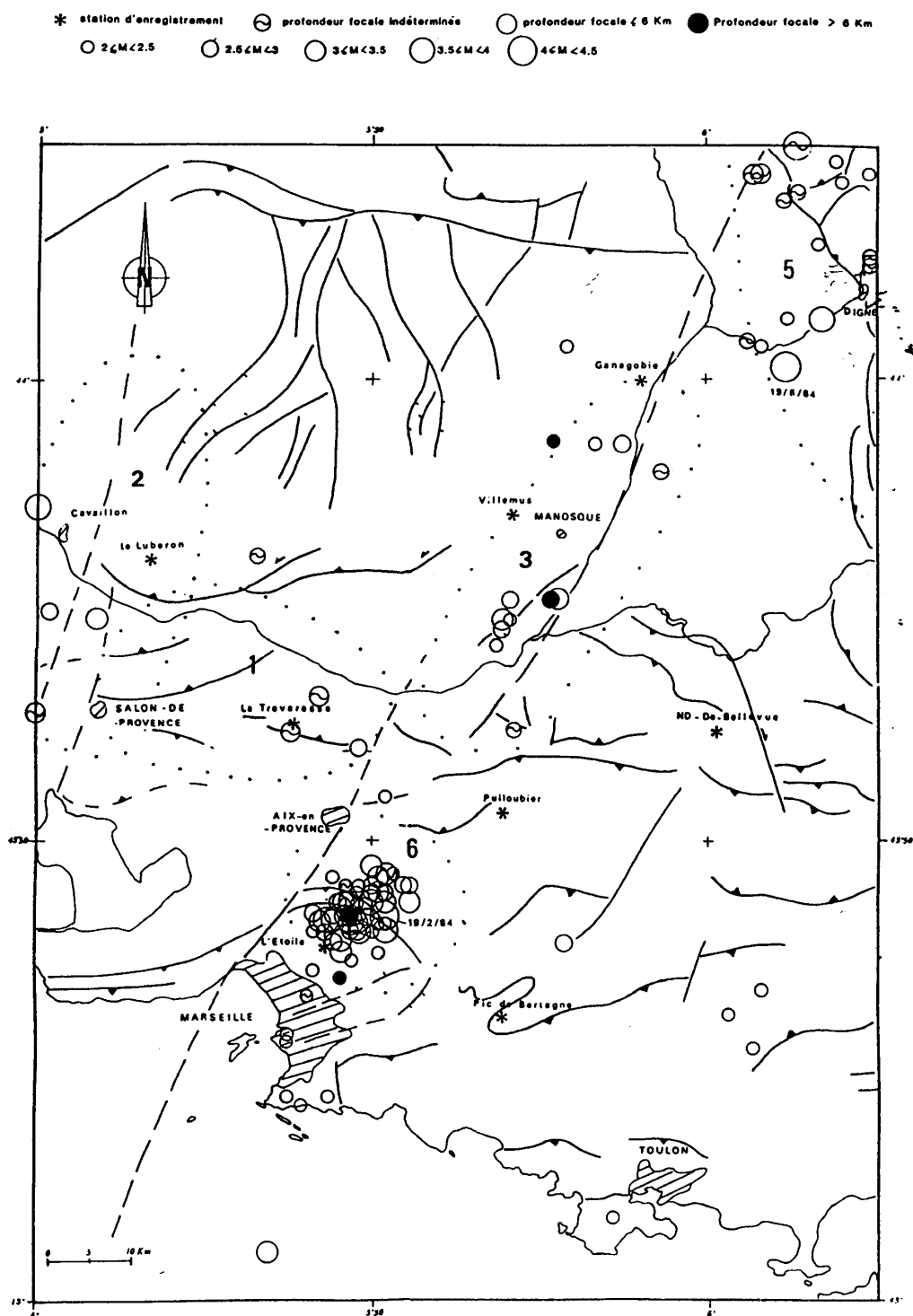


Figure IV.1.1: Sismotectonique de la Provence Occidentale (Terrier, 1991).

En premier lieu, nous allons regarder les spectres de réponses pour un point donné. Ce point n'est pas non plus choisi au hasard et représente la ville d'Aix-en-Provence, située à 14 km du centroïde. Ensuite, nous nous intéresserons aux pga dans la région de la source.



Figure IV.1.2: Carte postale de maisons en ruine à Lambesc lors du séisme du 11 Juin 1909 (tirée de: les tremblements de terre en France, Vogt (1979)).

IV.2 Influence sur les spectres de réponse

Spectre de réponse

L'information sur l'accélération du sol est représentée par l'ingénieur sous la forme d'un spectre de réponse. En première approximation, on peut considérer qu'un bâtiment se comporte comme un oscillateur libre (oscillateur linéaire à un degré de liberté). Il est caractérisé par une pulsation propre (ω) et par un

amortissement (ζ). L'équation de mouvement de l'oscillateur s'écrit:

$$\ddot{x}(t) + 2\zeta\omega\dot{x}(t) + \omega^2x(t) = -a(t) \quad (4.2.1)$$

où x est le déplacement de l'oscillateur soumis à l'excitation a (dans ce cas, il s'agit de l'accélération cisailante). Le mouvement de l'oscillateur est caractérisé par son déplacement maximum d_m . De même, on définit une pseudo-vitesse et une pseudo-accélération à partir de d_m par une multiplication par ω et $-\omega^2$ respectivement. On représente alors ces trois valeurs en fonction de la pulsation propre sur un même diagramme logarithmique tripartite. C'est le spectre de réponse (figures IV.2.2 et suivantes).

Dans nos représentations, deux autres figures apparaissent. Il s'agit du spectre de la pseudo-accélération et celui de la pseudo-accélération normalisé à l'accélération maximale (lue sur le diagramme tripartite par l'asymptote haute fréquence en ω^{-1}). En effet, si le déplacement d_m est important au niveau du calcul, le spectre d'accélération traduit les forces élastiques dans le système. Le spectre normalisé représente le contenu fréquentiel relatif de l'excitation par rapport à l'intensité de cette excitation, caractérisée par l'accélération maximale, d'où l'importance de ce paramètre dans le cadre de la sismologie de l'ingénieur (pour plus de détails, voir Génie parasismique, Davidovici (1985) ou recommandation AFPS 1990).

En pratique, ces spectres sont calculés en temps grâce à des interpolations linéaires (Beck et Dowling (1988)). L'avantage de cette méthode est sa rapidité devant l'algorithme classique de Nigam et Jennings (1968), ou une résolution dans l'espace fréquentiel.

Aix en Provence / Faille de la Trévaresse

Nous symbolisons Aix en Provence par un point sur la carte. Par rapport à la faille de la Trévaresse, définie dans l'introduction de ce chapitre, le point se situe à 14 *km* de distance du point centroïdal et à un angle de vue de 230° (par rapport à la direction 297N)(figure IV.2.1).

Nous allons jouer sur trois paramètres du modèle: le rapport des vitesses de rupture et des ondes S (r_v), la largeur de la bande cassante l_b et le sens de la rupture (n). Ce dernier paramètre est compris entre 0 et 1. La valeur 0 correspond à une rupture unilatérale dans la direction de la faille (297N) tandis que la valeur

1 représente une rupture unilatérale en sens inverse (117N). Une valeur de 0.5 correspond à une rupture bilatérale. Pour plus de facilité, nous caractériserons la largeur de la bande cassante par un temps $\tau = l_b/v_r$ assimilable au temps de mise en place du glissement sur la faille. La chute de contrainte est fixée à 8 MPa dans toutes les réalisations. Ce facteur, en effet, n'affecte pas la forme spectrale. Il faut rappeler cependant que, pour deux spectres d'accélération rayonnés par des sources de même magnitude mais de chute de contrainte différente de rapport p , le rapport des plateaux haute fréquence sera en $p^{2/3}$. Donc, le pga ou l'accélération rms augmentera en $p^{5/6}$. Il joue donc aussi un rôle important, mais de façon globale.

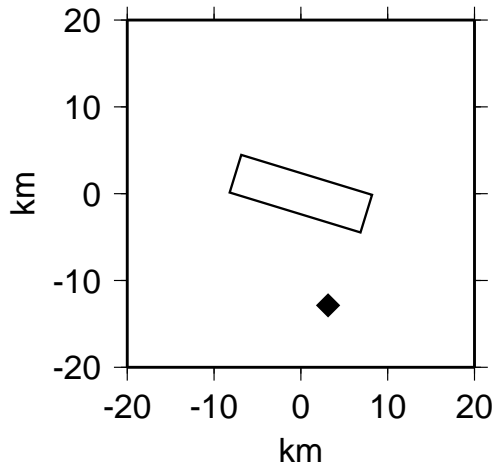


Figure IV.2.1: Carte schématique de situation de notre référence (Aix-en-Provence) représentée par un losange noir par rapport à la faille de la Trévaresse (projection horizontale) de pendage nord.

Neuf réalisations ont été effectuées à partir du même modèle de glissement en k deux. Les valeurs des paramètres sont résumées dans le tableau IV.2.1. r_v prend comme valeurs 0.7 et 0.8 et τ 1 s et 2 s. Il faut noter qu'une seconde est une valeur minimale pour ce paramètre. La valeur 2 s représente le maximum vu la taille de la source. Aussi, cette valeur n'est pas appliquée pour un rapport de vitesse de 0.8 car la durée du signal devient petite. Seules les composantes Nord-Sud ont été retenues, étant plus énergétiques vu la géométrie source station (il s'agit d'une faille inverse). Les paramètres liés à l'atténuation du milieu sont constants ($f_e = 5$ Hz, $kappa = 0.04$, $Q_{100} = 150$). Les spectres de réponse présentés par la suite sont calculés avec un amortissement de 5%.

	r_v	τ	n
1	0.7	1.	0.
2	0.7	1.	1.
3	0.7	1.	0.5
4	0.7	2.	0.
5	0.7	2.	1.
6	0.7	2.	0.5
7	0.8	1.	0.
8	0.8	1.	1.
9	0.8	1.	0.5

Tableau IV.2.1: Caractéristiques des 9 réalisations. r_v est le rapport entre la vitesse de rupture et la vitesses des ondes S . τ est le temps de mise en place du glissement (en s). n définit le sens de la rupture.

Influence du sens de la rupture

La figure IV.2.2 représente les trois spectres correspondant aux trois premières lignes du tableau IV.2.1 ($r_v = 0.7, \tau = 1s$). On voit clairement que ce paramètre va changer le contenu fréquentiel au niveau des basses fréquences. Les hautes fréquences sont identiques. Cela est bien sûr lié à la directivité. Le plus intéressant est le contenu fréquentiel de la réalisation 3, pour une rupture bilatérale. On peut s'attendre à ce que la directivité joue un rôle moindre dans ce cas. Pourtant, son spectre est très proche de celui de la réalisation à tendance directive (2).

Il ne faut pas oublier que le sens bilatéral implique que la moitié de la faille est en directif. A basse fréquence donc, nous avons une surface réduite de moitié en directif avec un glissement moyen correspondant à l'ensemble de la faille. Les deux phénomènes se compensent et donnent des basses fréquences similaires au modèle unilatéral de tendance directif (2).

Les hautes fréquences ne sont pas tout à fait identiques car la désorganisation à petites longueurs d'onde n'est pas exactement isotrope. Nous avons donc une différence mais de faible rapport, comme le montrent les spectres de pseudo-

accélération.

On peut noter aussi les trous dans les spectres correspondant aux valeurs $C_d\tau$ au-delà de 1 Hz pour la réalisation 1 et en-dessous pour la réalisation 2.

Influence de la largeur de la bande cassante

La figure IV.2.3 représente les deux spectres correspondant aux réalisations 1 et 4 du tableau IV.2.1 ($r_v = 0.7, n = 0$) tandis que la figure IV.2.4 correspondant aux réalisations 2 et 5 ($r_v = 0.7, n = 1$). En basse fréquence, les spectres ont le même niveau. Ce n'est pas le cas dans le domaine des hautes fréquences où le spectre de la réalisation 1 est supérieur à celui de la réalisation 4. C'est le contraire dans la figure IV.2.4 où c'est le spectre de la réalisation 5 qui est supérieur à celui de la réalisation 2. Par contre, une fois normalisés, les spectres de pseudo-accélération à courtes périodes sont identiques dans les deux figures. Théoriquement, le niveau haute fréquence ne devrait pas être affecté par la largeur de la bande cassante.

En pratique, la surface des taches augmente avec τ . Dans ce cas, les interactions constructives entre les bords des taches et les isochrones peuvent créer un supplément de haute fréquence. De même, la forme des taches est de moins en moins complexe quand leur surface augmente. La directivité peut donc être moins déstabiliser dans le modèle et le plateau haute fréquence devenir plus élevé.

Ceci montre la limite de notre modélisation quand la largeur de la bande cassante se rapproche de la longueur caractéristique de la source.

Influence du rapport des vitesses

La figure IV.2.5 représente les deux spectres correspondant aux réalisations 2 et 8 du tableau IV.2.1 ($n = 1, \tau = 1s$). Ce paramètre est très important et influe sur l'ensemble du spectre. Seules les très basses fréquences sont comparables. Il reflète le rôle joué par la directivité dans le modèle. Il est difficile de calculer les rapports théoriques car la station est proche de la source et l'angle de vue varie suivant le point de la faille considéré. Sur le spectre de pseudo-accélération, on observe un facteur de l'ordre de 1.5-2. en basse fréquence et un facteur faible en haute fréquence.

moyenne et écart-type

La figure IV.2.6 est la synthèse des réalisations du tableau IV.2.1. Les spectres représentent la courbe moyenne et la courbe moyenne+écart-type sur les 9 spectres. L'accélération maximale moyenne se situe autour de $0.6\ g$. L'écart-type ne dépasse pas un facteur 2 pour la pseudo-accélération. Sur le spectre de réponse, il augmente avec les fréquences intermédiaires.

Pour pousser plus loin l'analyse, il faut augmenter le nombre de réalisations avec un nombre de paramètres variables plus importants (profondeur du centroïde par exemple). Mais aussi, il s'agit de contrôler la variabilité intrinsèque du modèle en changeant la graine définissant le caractère stochastique de la distribution du glissement sur le plan de faille.

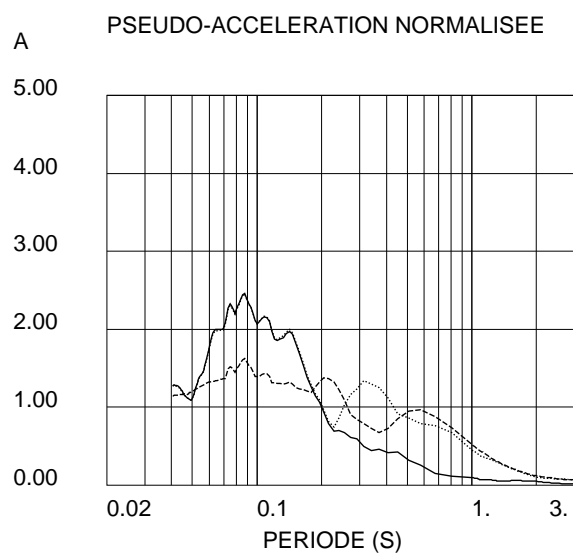
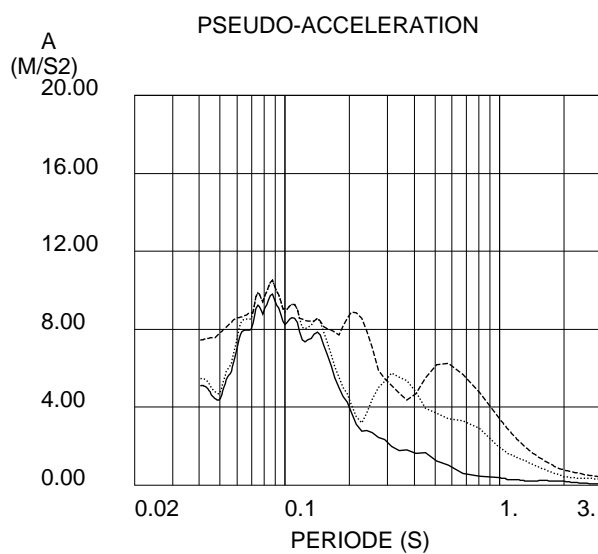
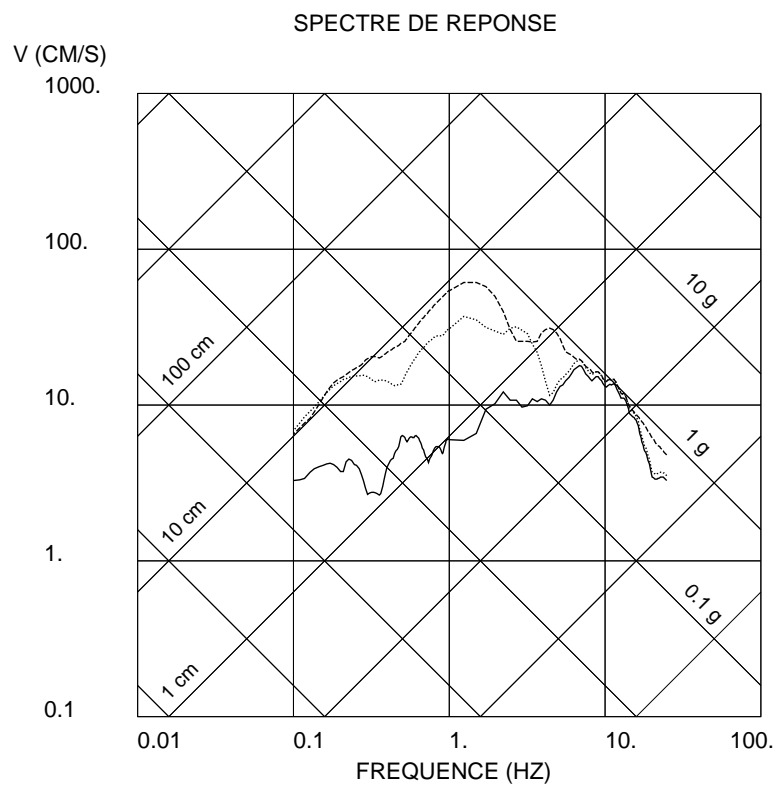


Figure IV.2.2: Influence du sens de la rupture sur les spectres de réponse. La courbe continue correspond à $n = 0$, la courbe en tirets à $n = 0.5$ et celle en pointillés à $n = 1$ pour $r_v = 0.7$ et $\tau = 1s$.

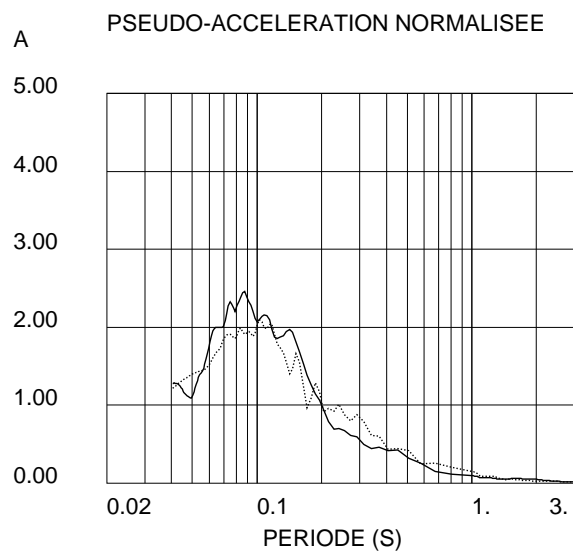
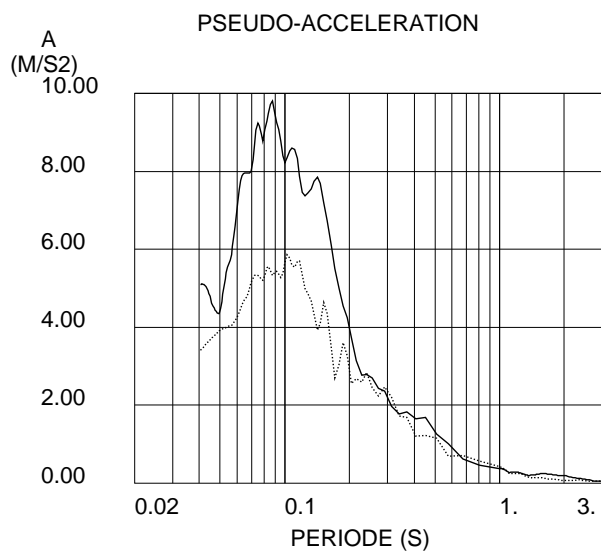
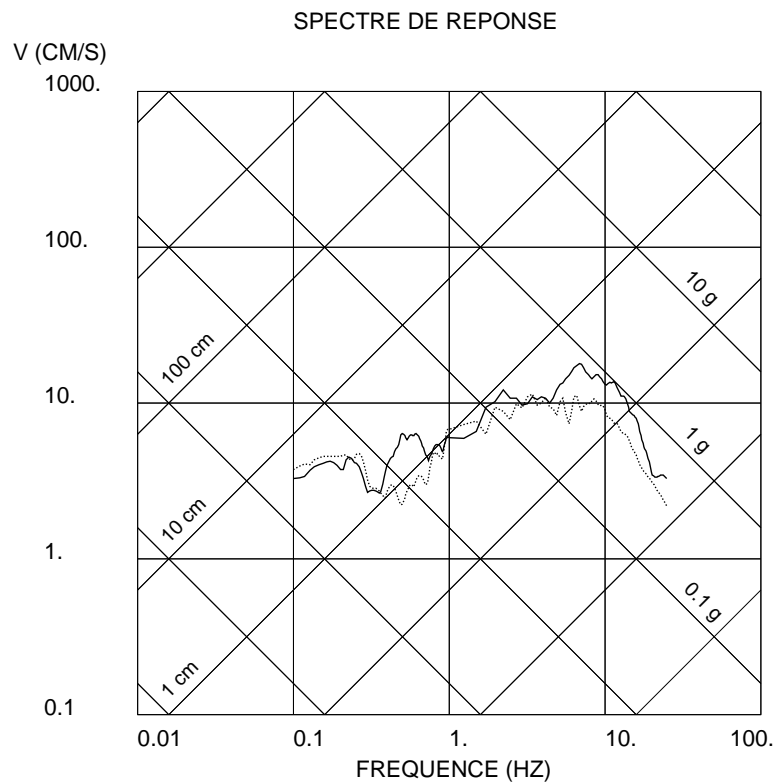


Figure IV.2.3: Influence du temps de mise en place du glissement. La courbe continue correspond à $\tau = 1s$ et celle en pointillés à $\tau = 2s$ pour $r_v = 0.7$ et $n = 0$.

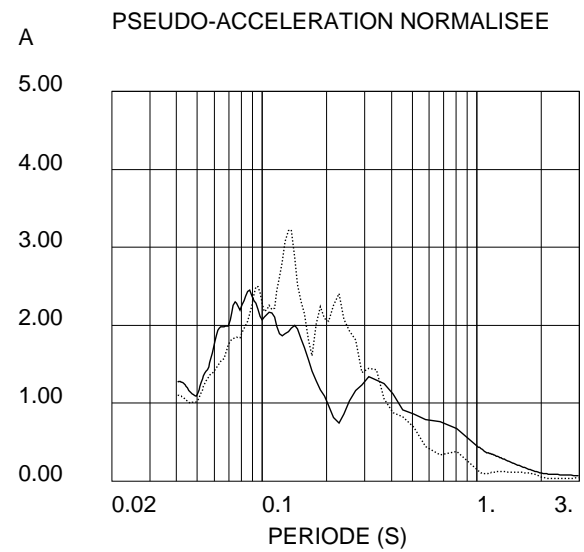
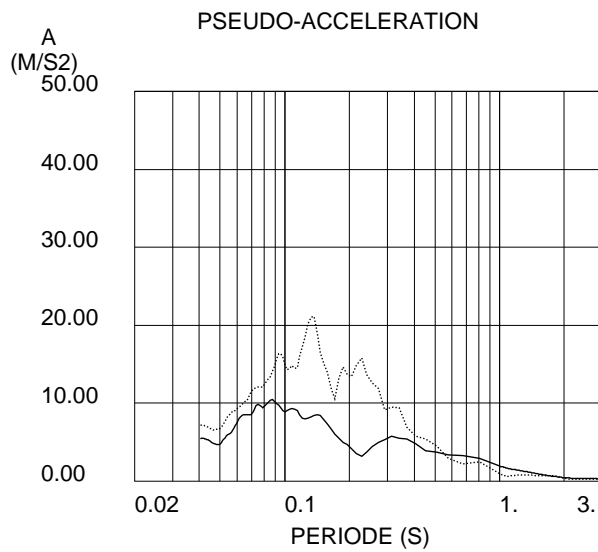
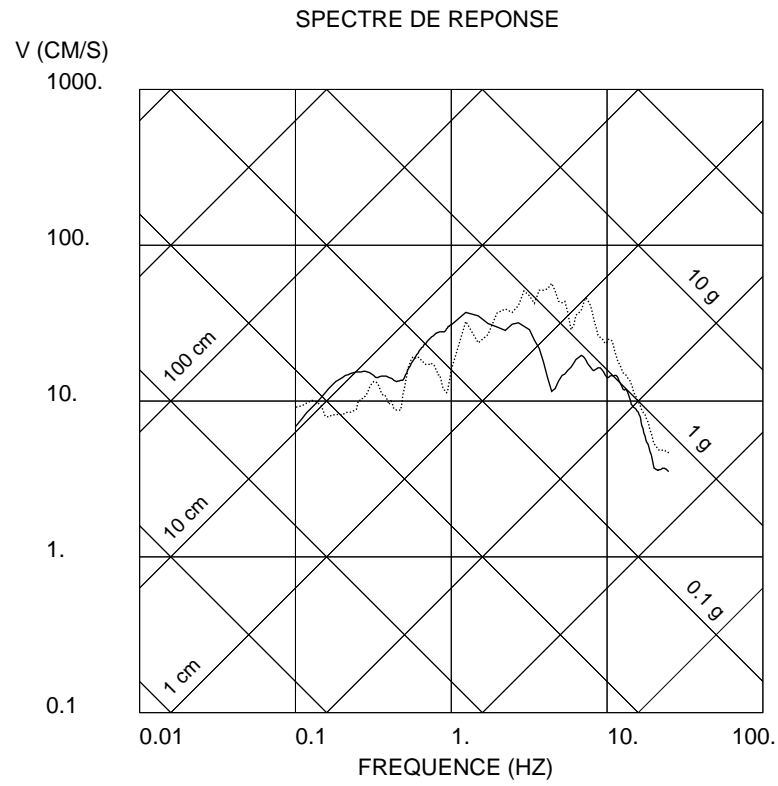


Figure IV.2.4: Même paramétrisation que dans la figure IV.2.3 pour $n = 1$.

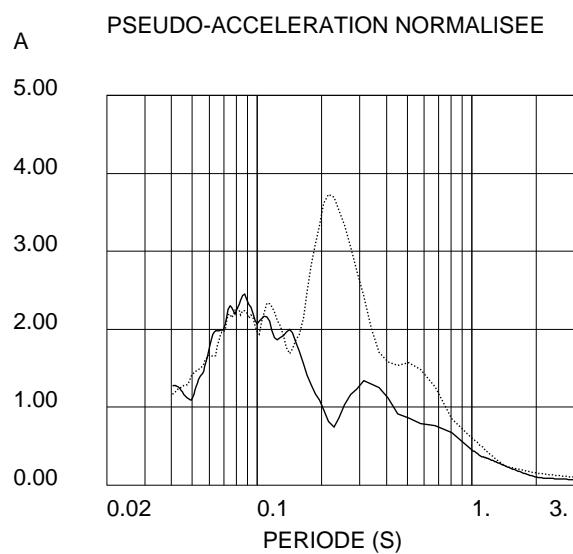
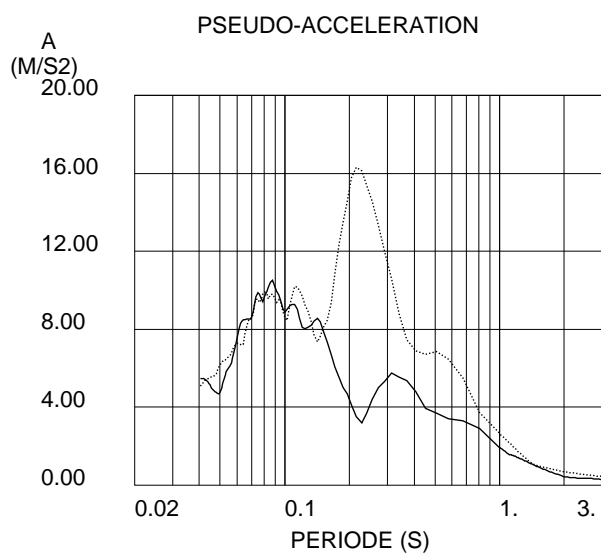
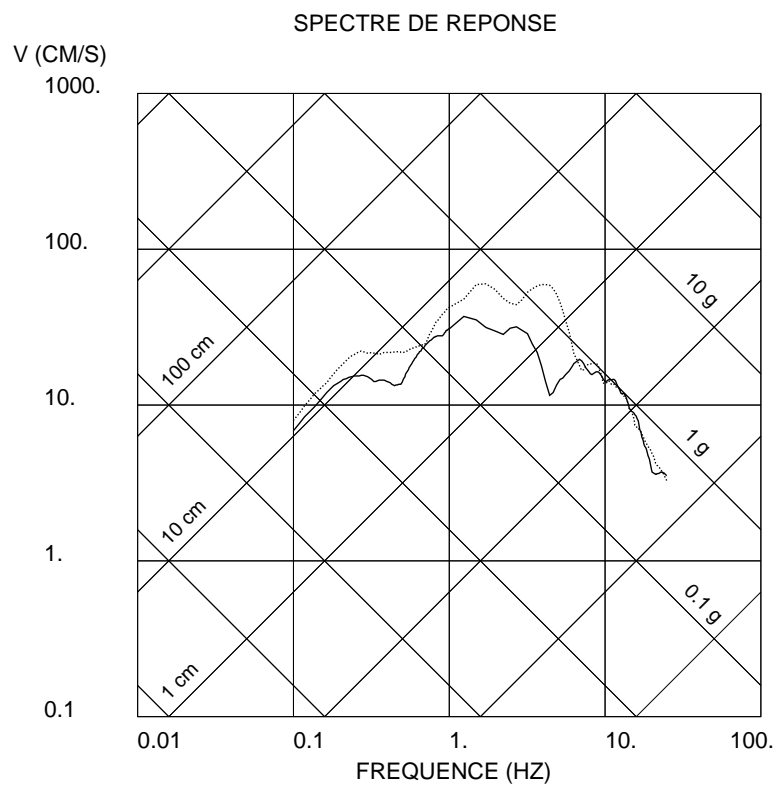


Figure IV.2.5: Influence du rapport des vitesses. La courbe continue correspond à $r_v = 0.7$ et celle en pointillés à $r_v = 0.8$ pour $\tau = 1s$ et $n = 1$.

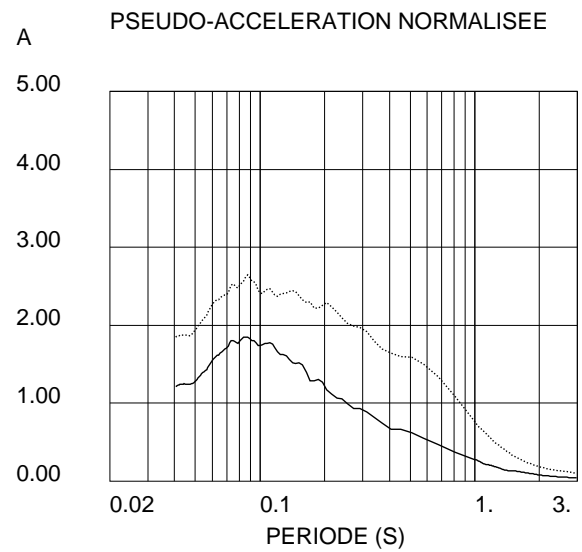
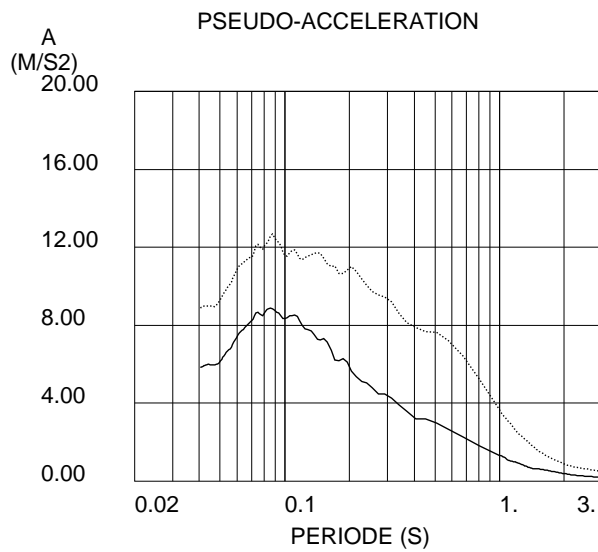
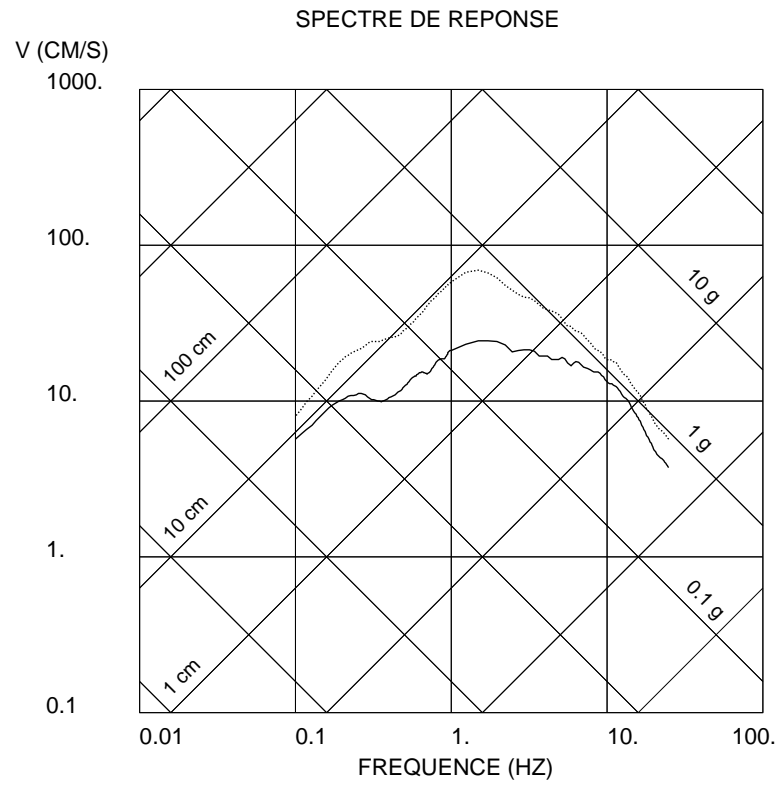


Figure IV.2.6: Synthèse de l'étude paramétrique. La courbe continue correspond à la moyenne des spectres de réponse des 9 réalisations et celle en pointillés la moyenne+écart-type.

IV.3 Géométrie source station

Dans cette partie, nous ne nous intéressons plus à un seul point mais au domaine proche de la source (quelques longueurs de faille). Nous gardons toujours notre modèle de faille de la Trévaresse et regardons, à 50 *km* de part et d'autre du point centroïde, la valeur prise par le pga. Ceci pour quelques paramétrisations types.

Nous nous limitons en distance car notre modèle de propagation est simpliste et sous estime les valeurs de pga à grande distance (figure II.4.4).

L'hypothèse faite sur l'émergence du rai en surface, afin d'éviter l'intervention d'un angle critique pour l'onde SV donne une légère distorsion de l'image par rapport à son centre. Dans un cas réel, où l'angle critique existe, la variation brutale des coefficients de surface libre autour de cet angle va entraîner un changement rapide dans le déplacement, et donc un fort pic d'accélération. Ce phénomène sera d'autant plus fort s'il est cohérent avec les isochrones sur le plan de faille. Il ne faut donc pas oublier ce processus, mais il a été écarté de notre modélisation car la théorie des rais ne permet pas un calcul correct autour de cet angle (problème d'amplitude et surtout de phase).

Référence

Nous prenons comme référence une paramétrisation correspondant à la ligne 1 du tableau IV.2.1. Les pga sont calculés sur un maillage de 5 *km*. La figure IV.3.1a représente les courbes de niveaux liées à ce paramètre en m/s^2 . Les cotes ne sont pas constantes afin de préserver une bonne lisibilité, les points éloignés de la faille ne subissant qu'une variation lente avec la distance, au contraire des points voisins. La faille est représentée par sa projection sur la surface. Le bord supérieur est le bord sud. La référence de la deuxième partie de ce chapitre (la position d'Aix-en-Provence) est symbolisée par un losange noir. Pour aider à visualiser l'évolution du pga en fonction de la distance par rapport à la source, ont été tracées deux coupes, une est-ouest, l'autre sud-nord, passant toutes deux par le centroïde. L'échelle sur ces coupes est logarithmique.

Sur la figure IV.3.1a, on voit clairement les effets du diagramme de rayonnement, développant quatre lobes. L'effet directif est bien marqué à l'ouest bien qu'atténué par le noeud du rayonnement. Le maximum se situe en bout de faille

du côté du bord supérieur. Les variations de pga les plus importantes se situent autour de la faille avec un rayon équivalent en gros la longueur de cette dernière. Au-delà, les variations deviennent plus lentes. Il faut noter que le diagramme de rayonnement est de moins en moins marqué quand on se rapproche de la source, ce qui est normal. La différence entre le nord et le sud n'est pas très marquée (le sud a en moyenne un pga un peu plus grand qu'au nord). Cette figure est pour un pga extrait d'un signal large bande (jusqu'à 25 Hz). Il est intéressant de regarder la répartition de l'énergie dans différentes gammes de fréquences. Les figures IV.3.1b,c,d représentent le pga pour le signal filtré dans les gammes $0.2\text{-}0.4\text{ Hz}$, $0.9\text{-}1.1\text{ Hz}$ et $4\text{-}6\text{ Hz}$ respectivement. La figure IV.3.1b est très symétrique nord sud et présente une directivité qui n'est pas encore trop marquée. Dans les figures IV.3.1c et IV.3.1d, l'effet de la directivité devient de plus en plus sensible et la symétrie nord sud s'estompe peu à peu. La première gamme de fréquence ($2.5\text{-}5\text{ s}$) implique que l'approximation de champ lointain n'est pas valide dans un domaine proche de la source (voir Annexe 1). Cependant, l'erreur faite ne dépasse pas 100% (facteur 2).

Influence du sens de la rupture

Les figures IV.3.2a,b,c,d sont identiques aux précédentes mais la paramétrisation de la source correspond à la ligne 3 du tableau IV.2.1 (rupture bilatérale). Comme le laisse pressentir l'étude de l'influence de ce paramètre en un point dans la précédente partie, une rupture bilatérale ne tend pas à diminuer les pga par rapport à une rupture unilatérale. La courbe de niveau 1 m/s^2 dans la figure IV.3.2a est plus allongée dans la direction de la faille que pour celle de la figure IV.3.1a. Le maximum de pga à l'aplomb de la faille est plus élevé, lié à la nucléation et la phase d'accélération résultante. La figure IV.3.2b montre que le noeud de rayonnement au nord est très peu marqué (comme dans la référence mais plus visible dans cette configuration) au contraire du sud. Comme précédemment, la symétrie se détériore avec les hautes fréquences.

Influence de la largeur de la bande cassante

Les figures IV.3.3a,b,c,d représentent une paramétrisation correspondant à la ligne 4 du tableau IV.2.1 ($\tau = 2\text{ s}$). Le changement est faible par rapport à notre référence. On note une légère augmentation des pga loin de la faille mais

elle n'est pas visible dans la région voisine de la source au niveau des maximums. La figure IV.3.3b est quasiment identique à la figure IV.3.1b. Cette similitude s'estompe avec les fréquences plus hautes. La figure IV.3.3d est intéressante car l'effet directif est très atténué par rapport à la figure IV.3.1d. En effet, on se situe dans une gamme de fréquence où le coefficient directif n'est plus C_d^2 mais $C_{d,rms}^2$.

Influence du rapport des vitesses

Les figures IV.3.4a,b,c,d représentent une paramétrisation correspondant à la ligne 7 du tableau IV.2.1 ($r_v = 0.8$). L'effet directif devient nettement plus violent. La dissymétrie nord sud est prononcée. Les valeurs des pga augmentent presque toutes d'un facteur 2. Les très basses fréquences par contre (figure IV.3.4b) ne sont pas touchées et sont similaires à celles de la figure IV.3.1b. Par contre, la différence entre notre référence et cette paramétrisation augmente rapidement avec la fréquence.

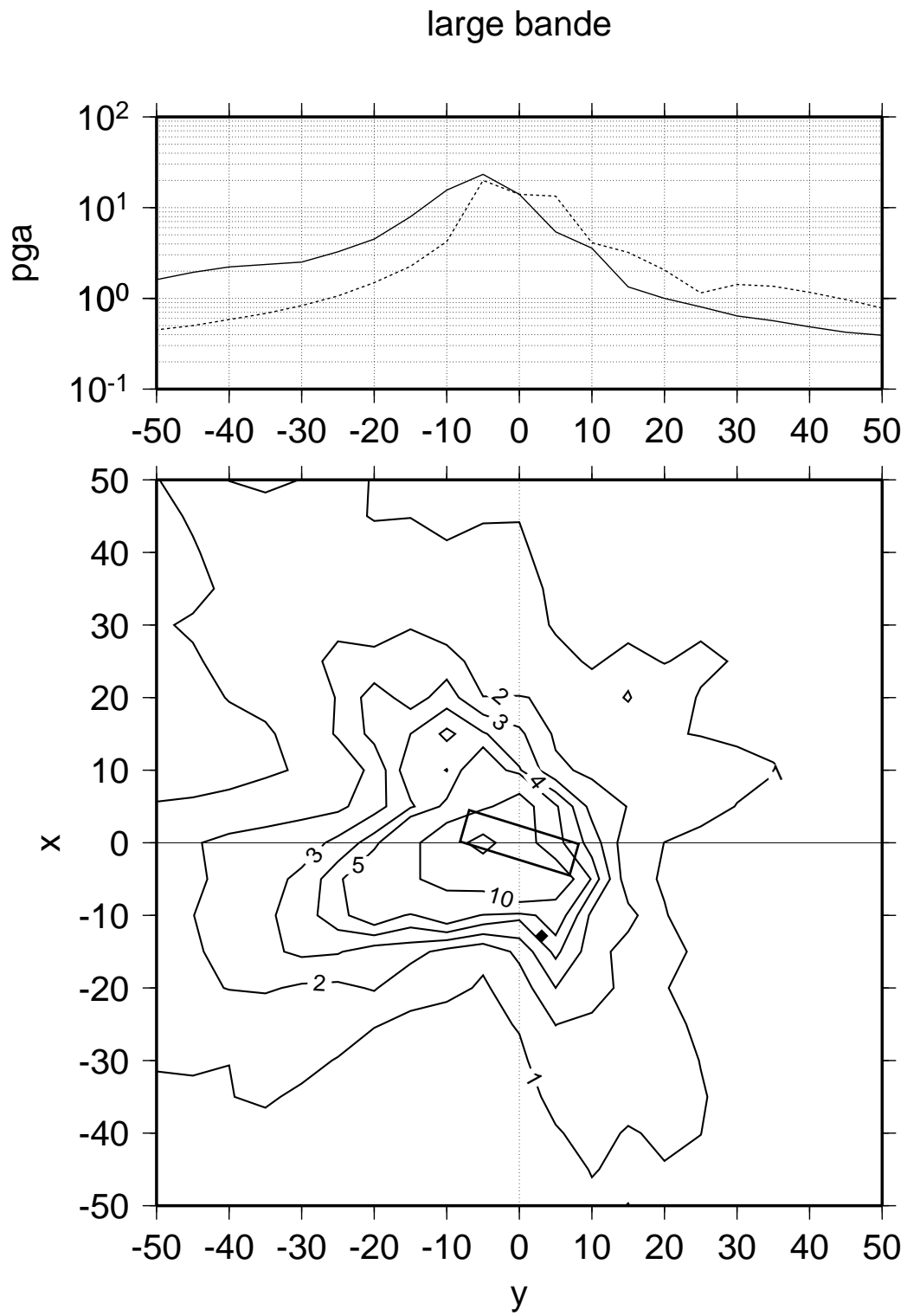


Figure IV.3.1a: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0$.

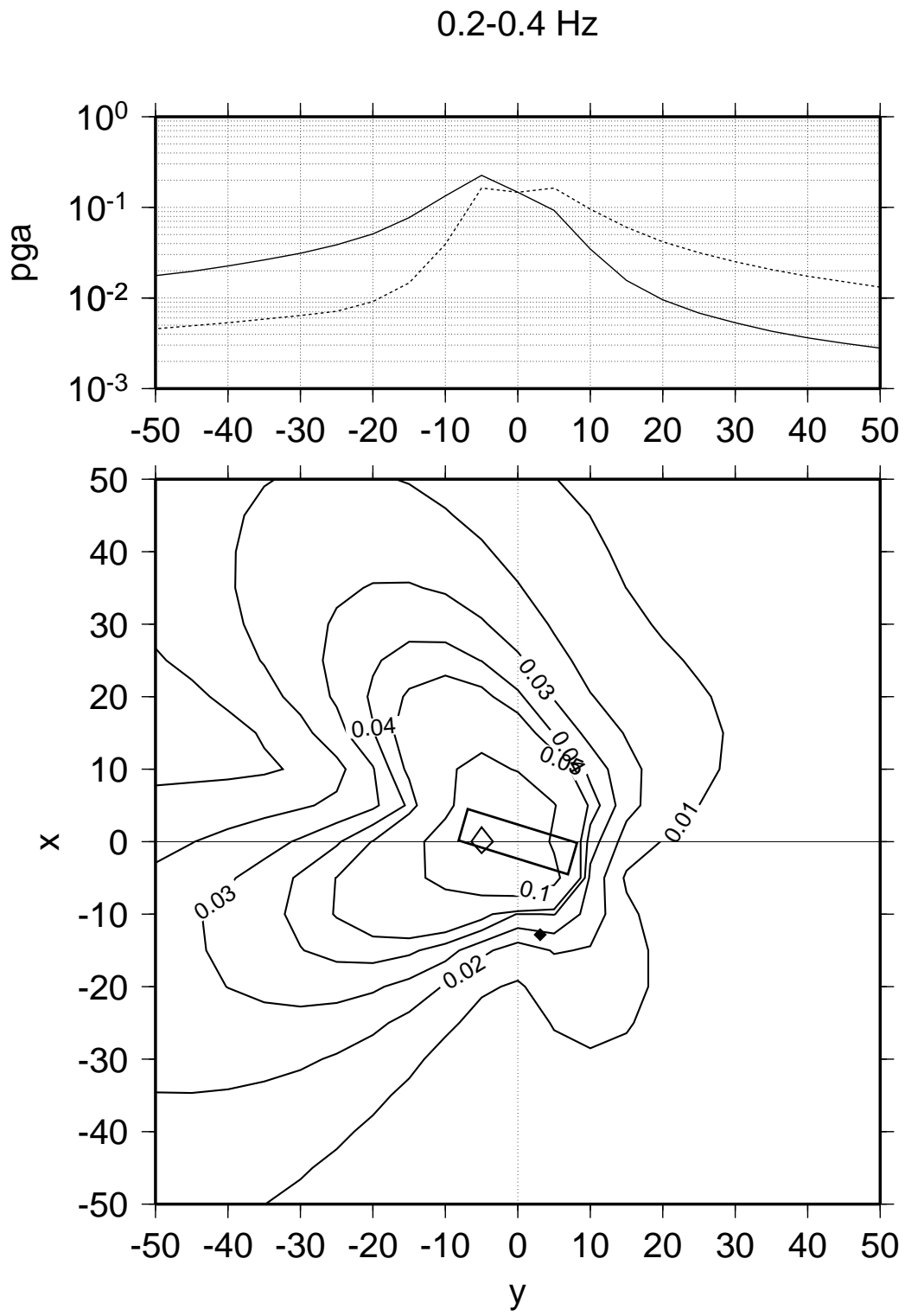


Figure IV.3.1b: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0$.

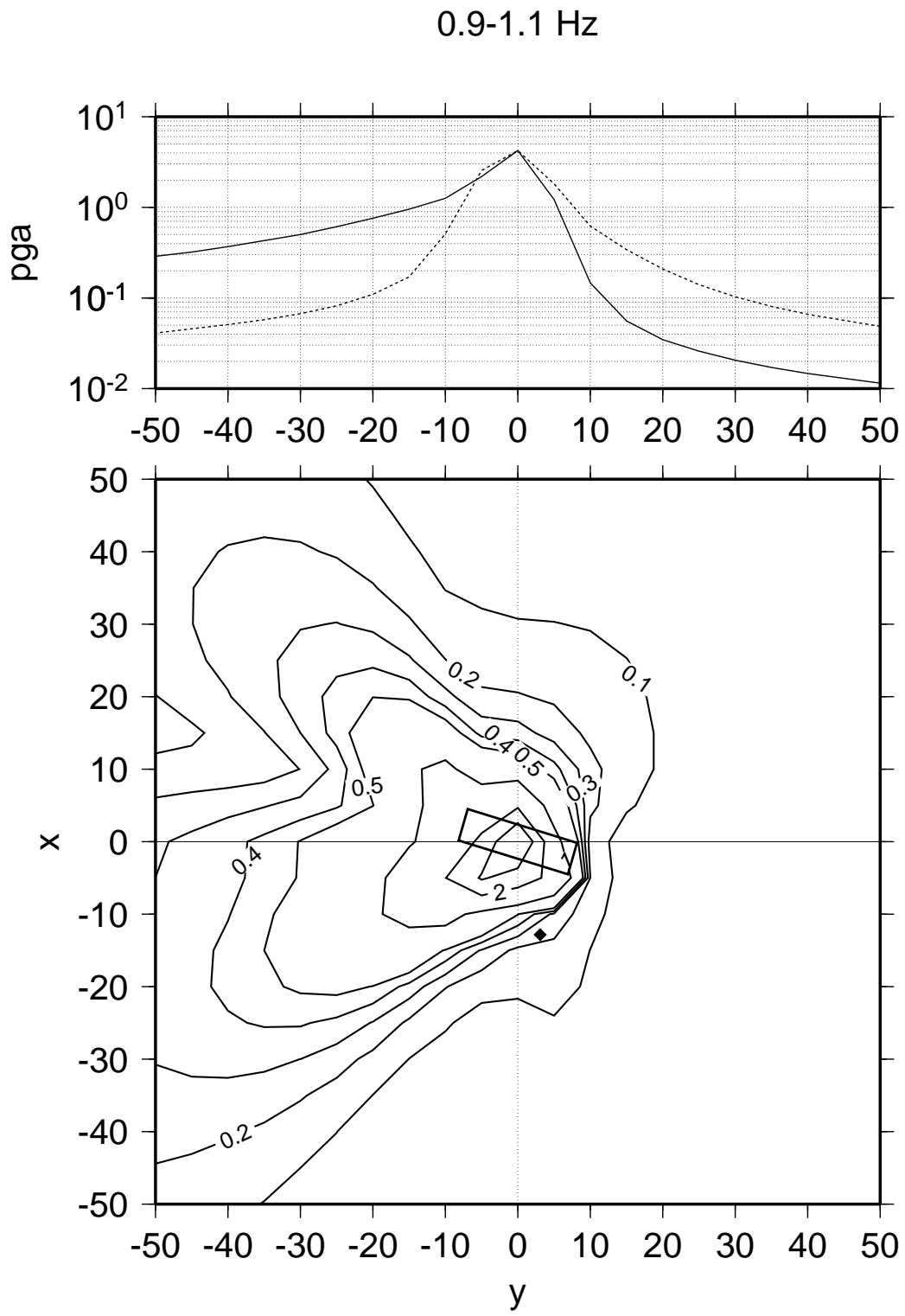


Figure IV.3.1c: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0$.

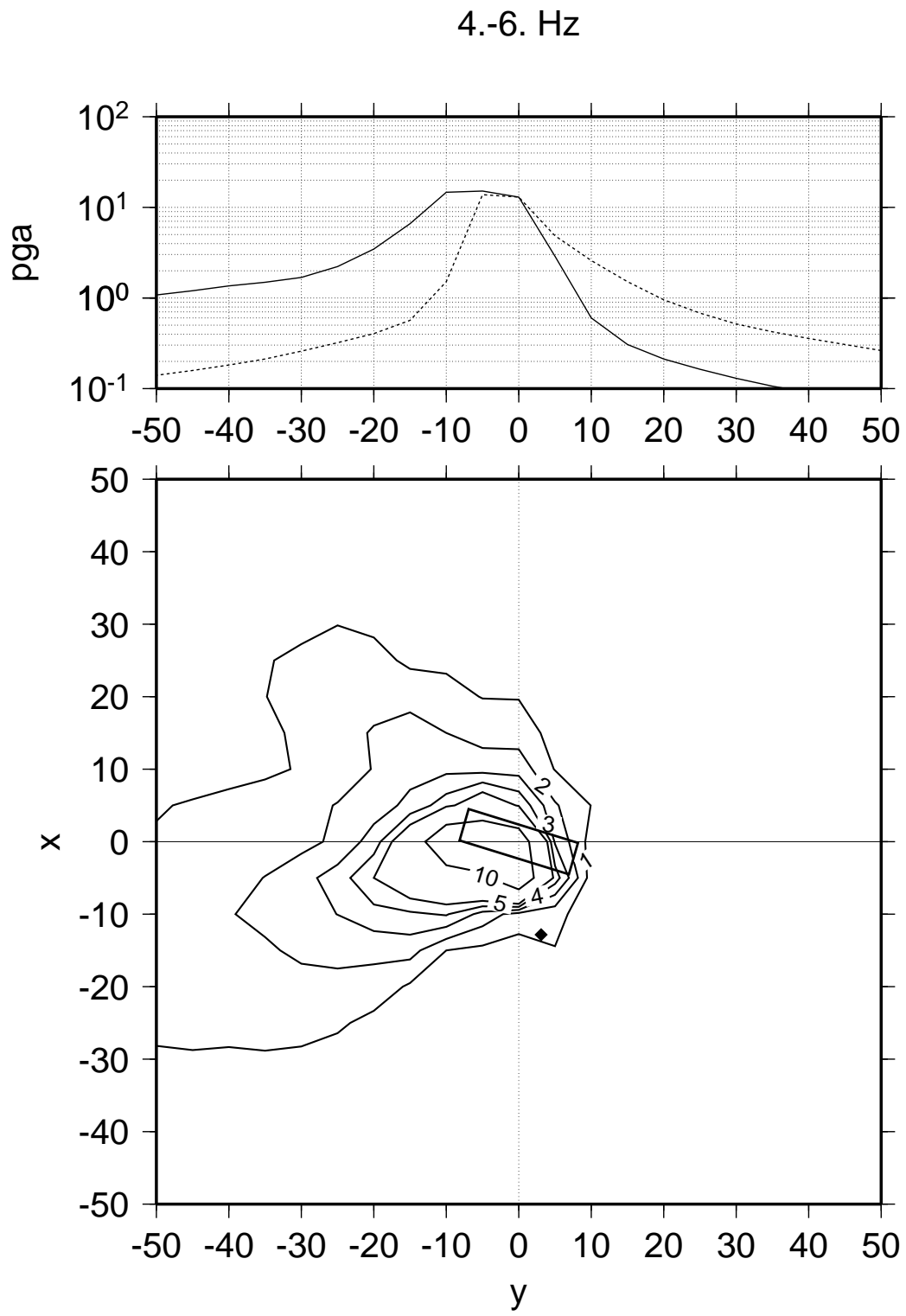


Figure IV.3.1d: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0$.

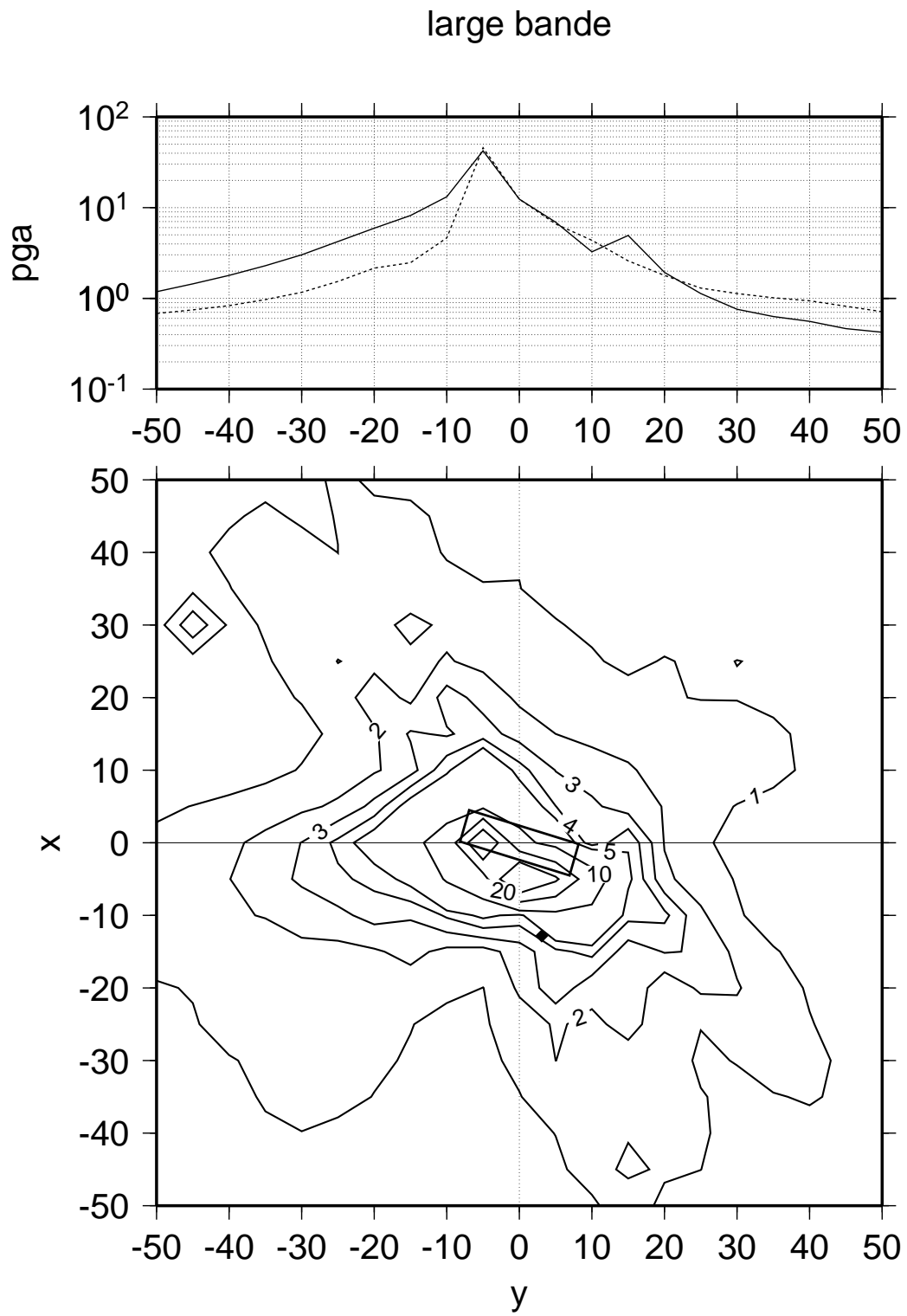


Figure IV.3.2a: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0.5$.

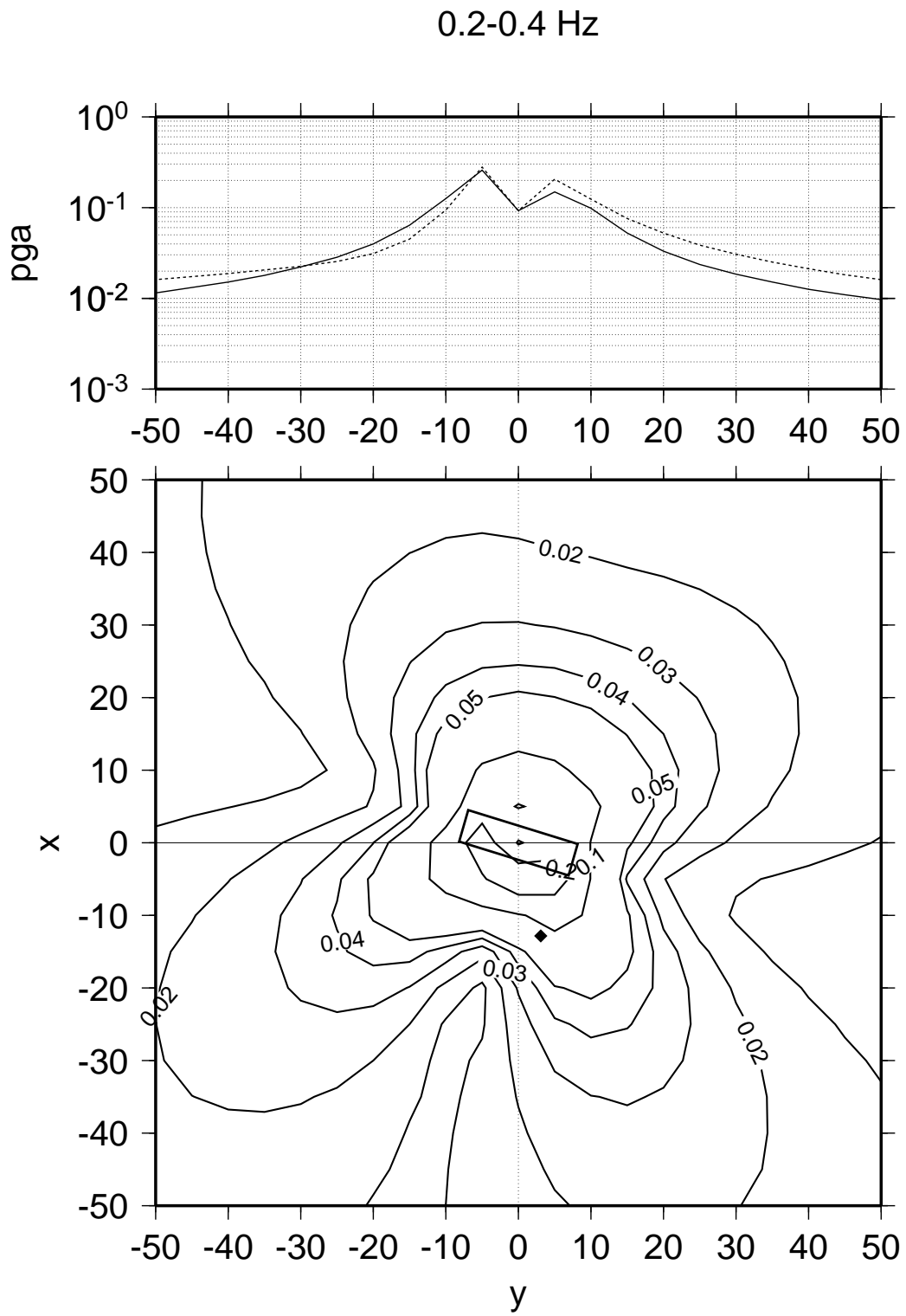


Figure IV.3.2b: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0.5$.

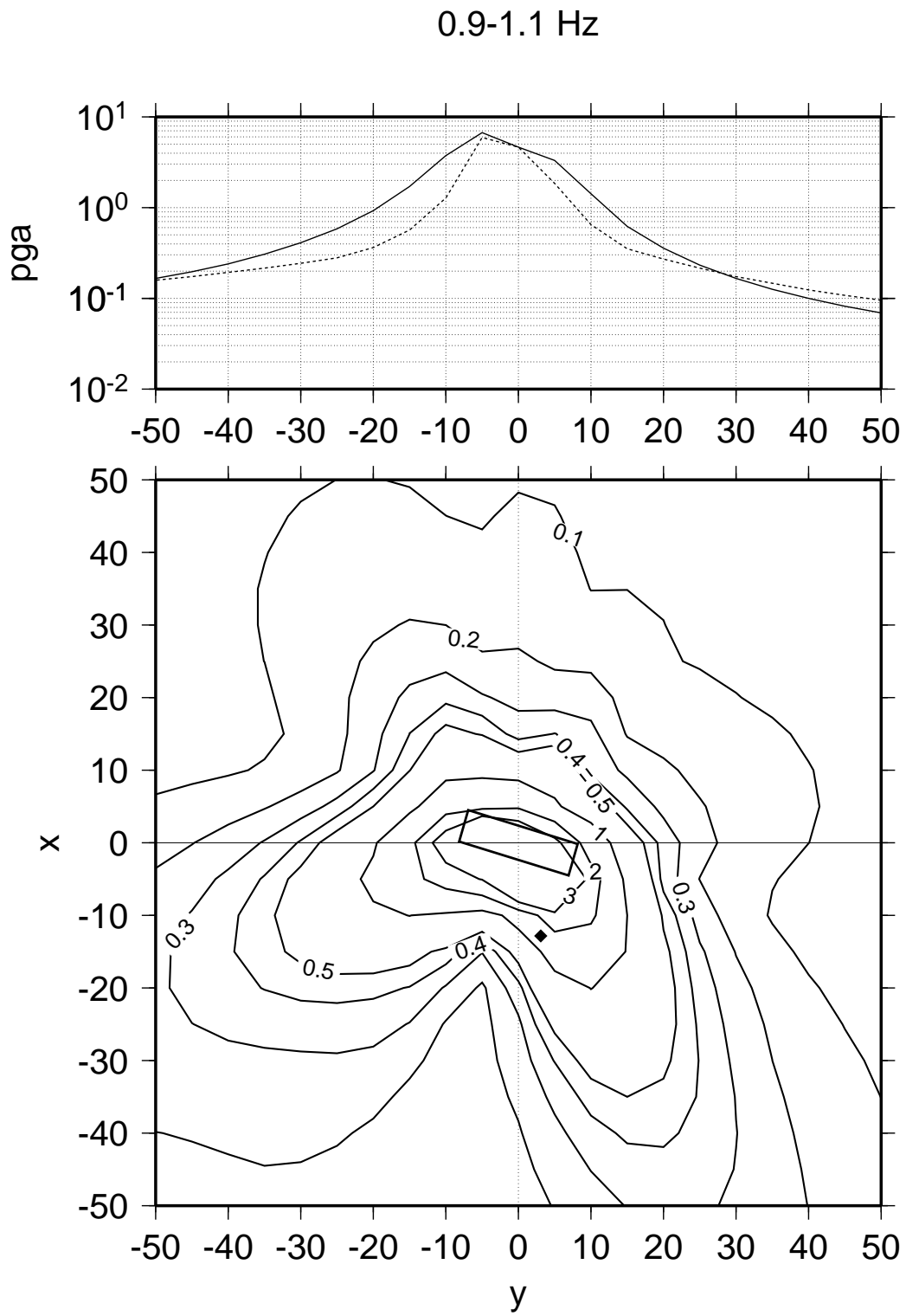


Figure IV.3.2c: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0.5$.

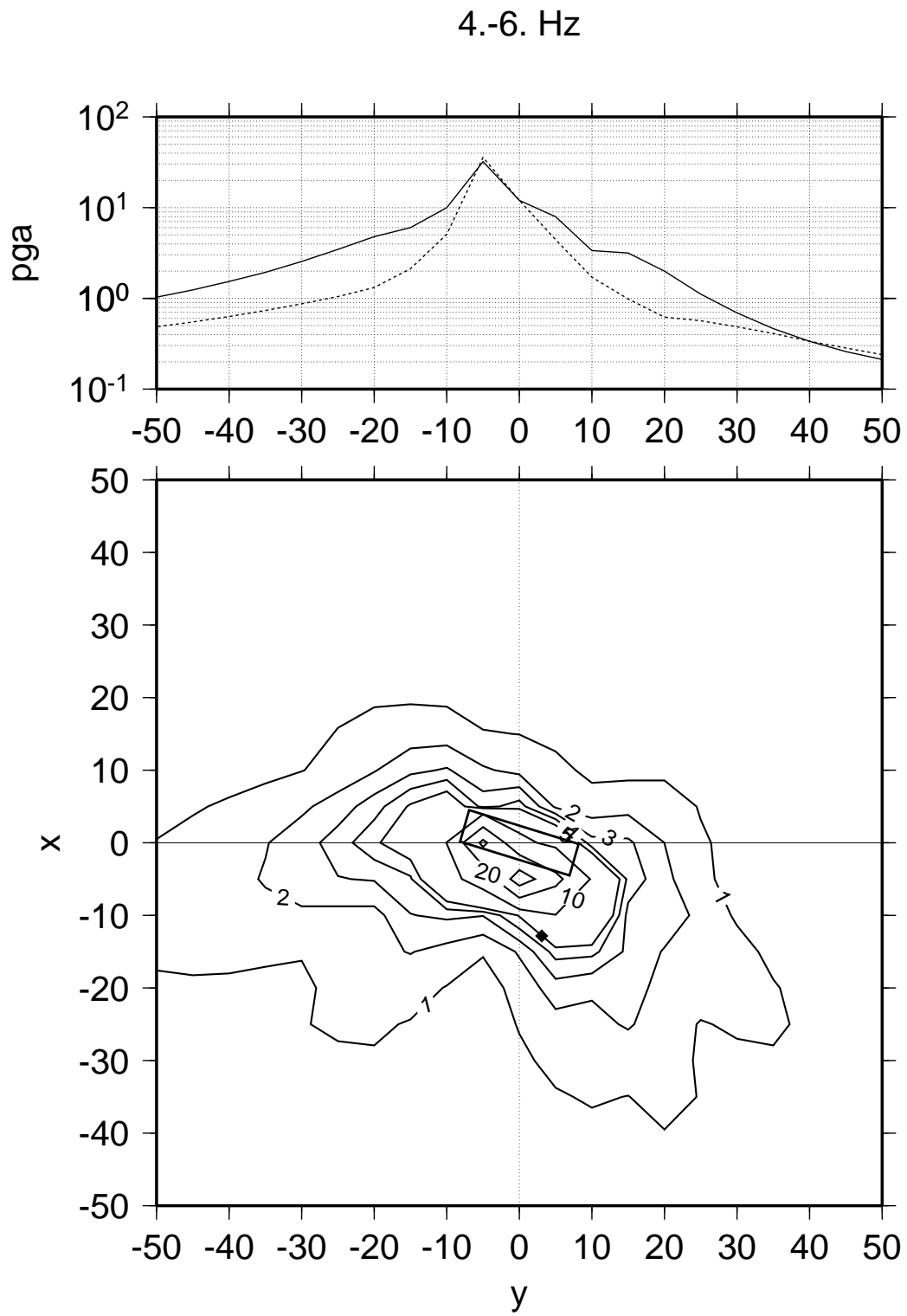


Figure IV.3.2d: $r_v = 0.7, \tau = 1s$ et $n = 0.5$.

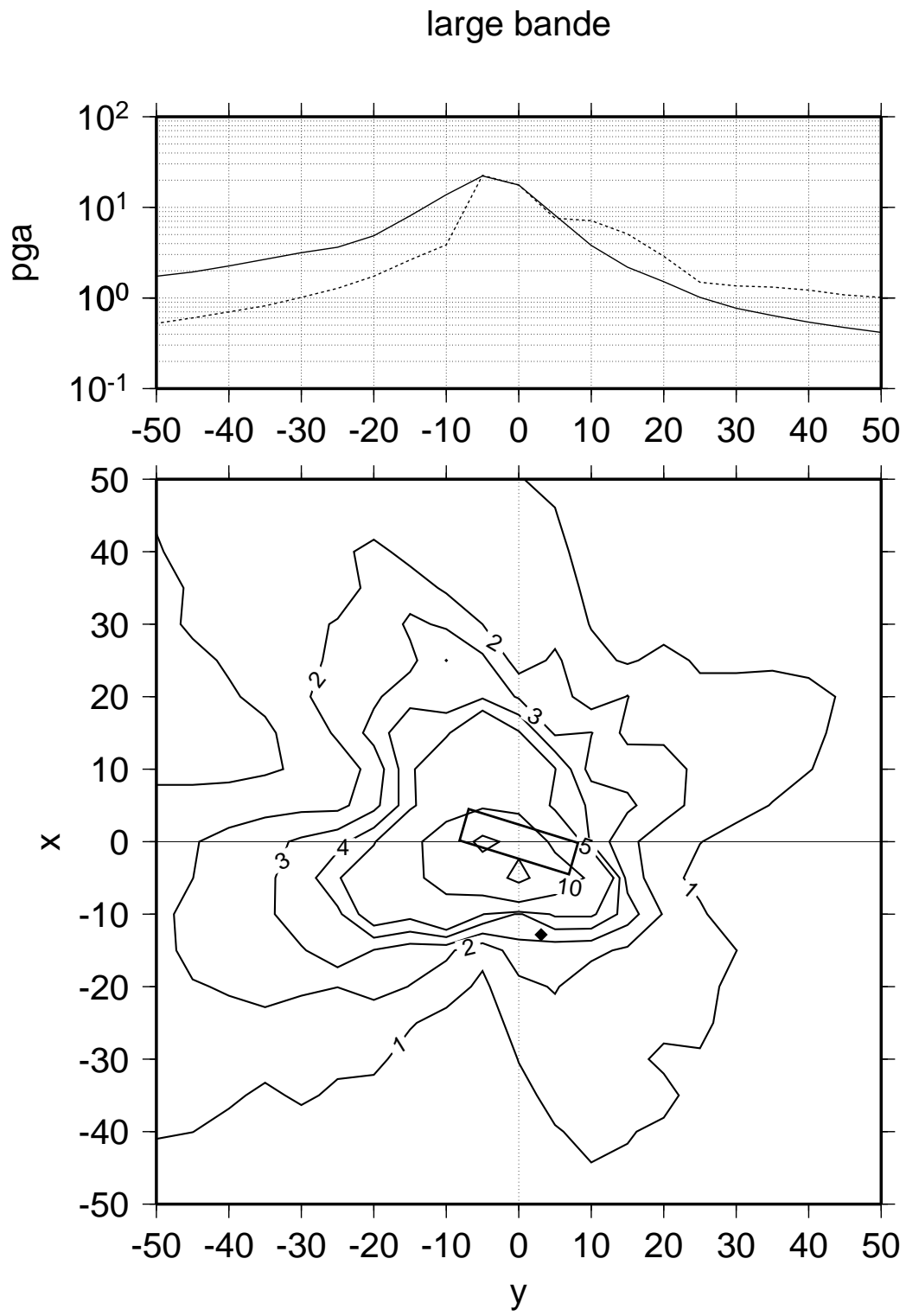


Figure IV.3.3a: $r_v = 0.7, \tau = 2s$ et $n = 0$.

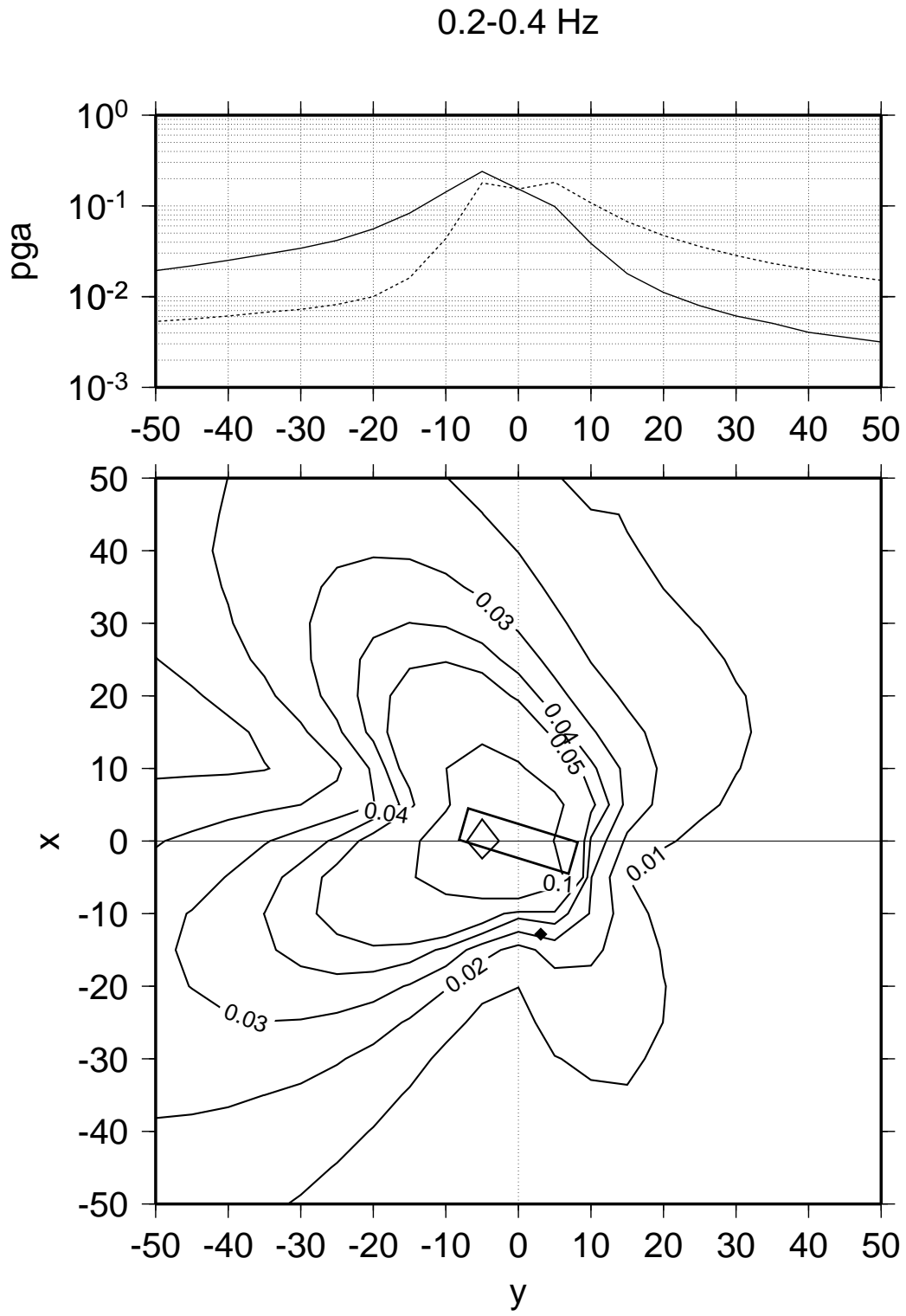


Figure IV.3.3b: $r_v = 0.7, \tau = 2s$ et $n = 0$.

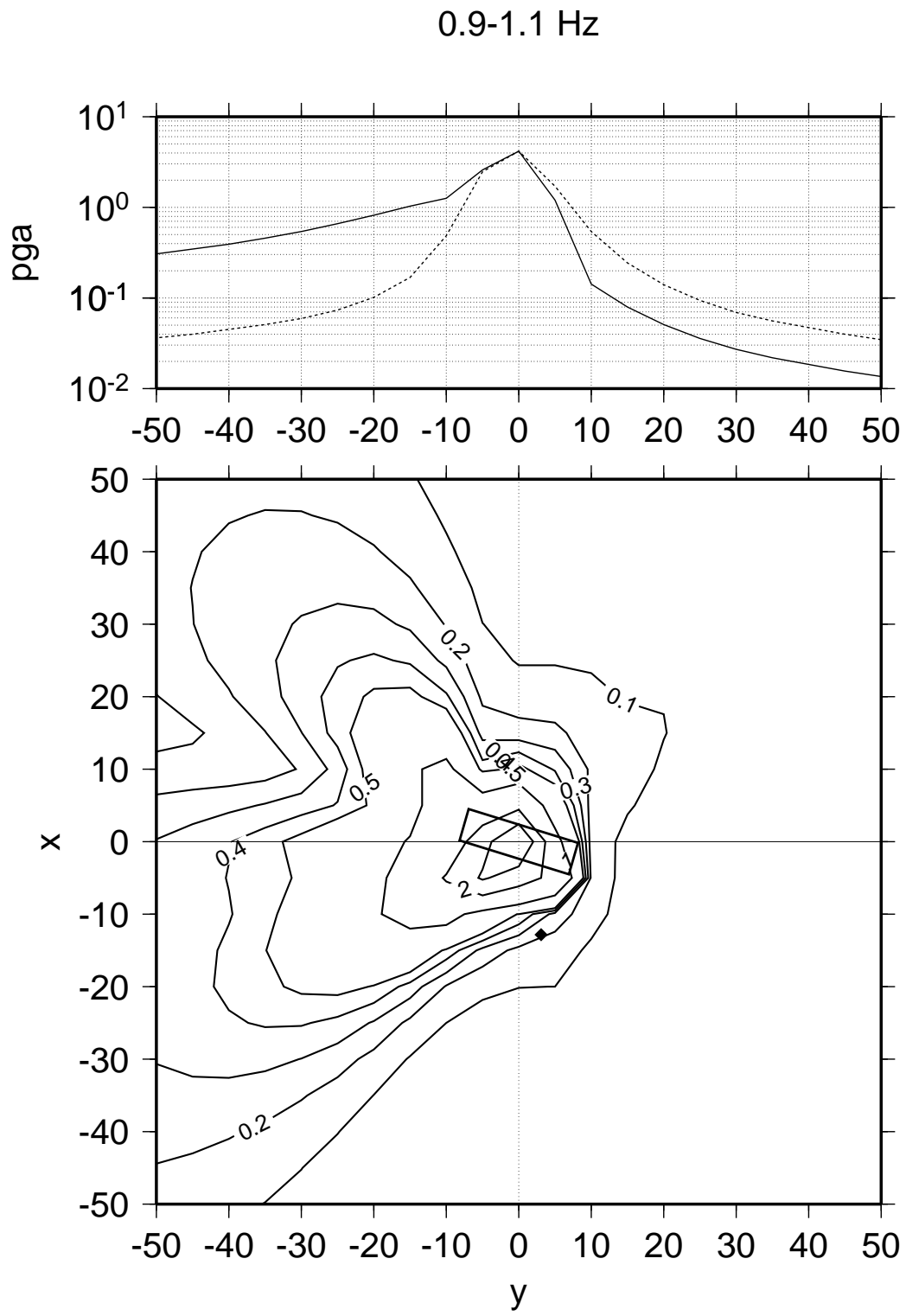


Figure IV.3.3c: $r_v = 0.7, \tau = 2s$ et $n = 0$.

4.-6. Hz

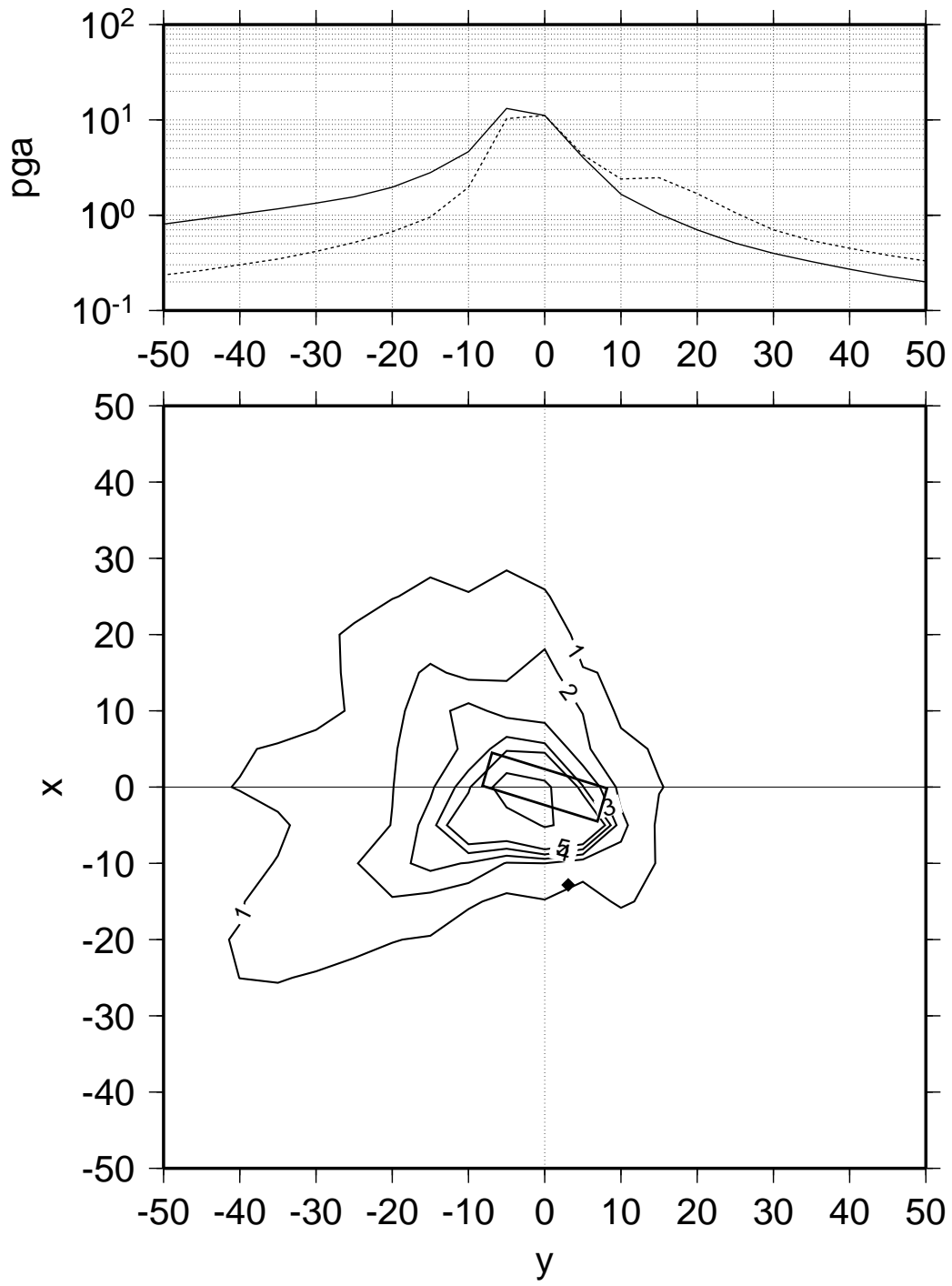


Figure IV.3.3d: $r_v = 0.7, \tau = 2s$ et $n = 0$.

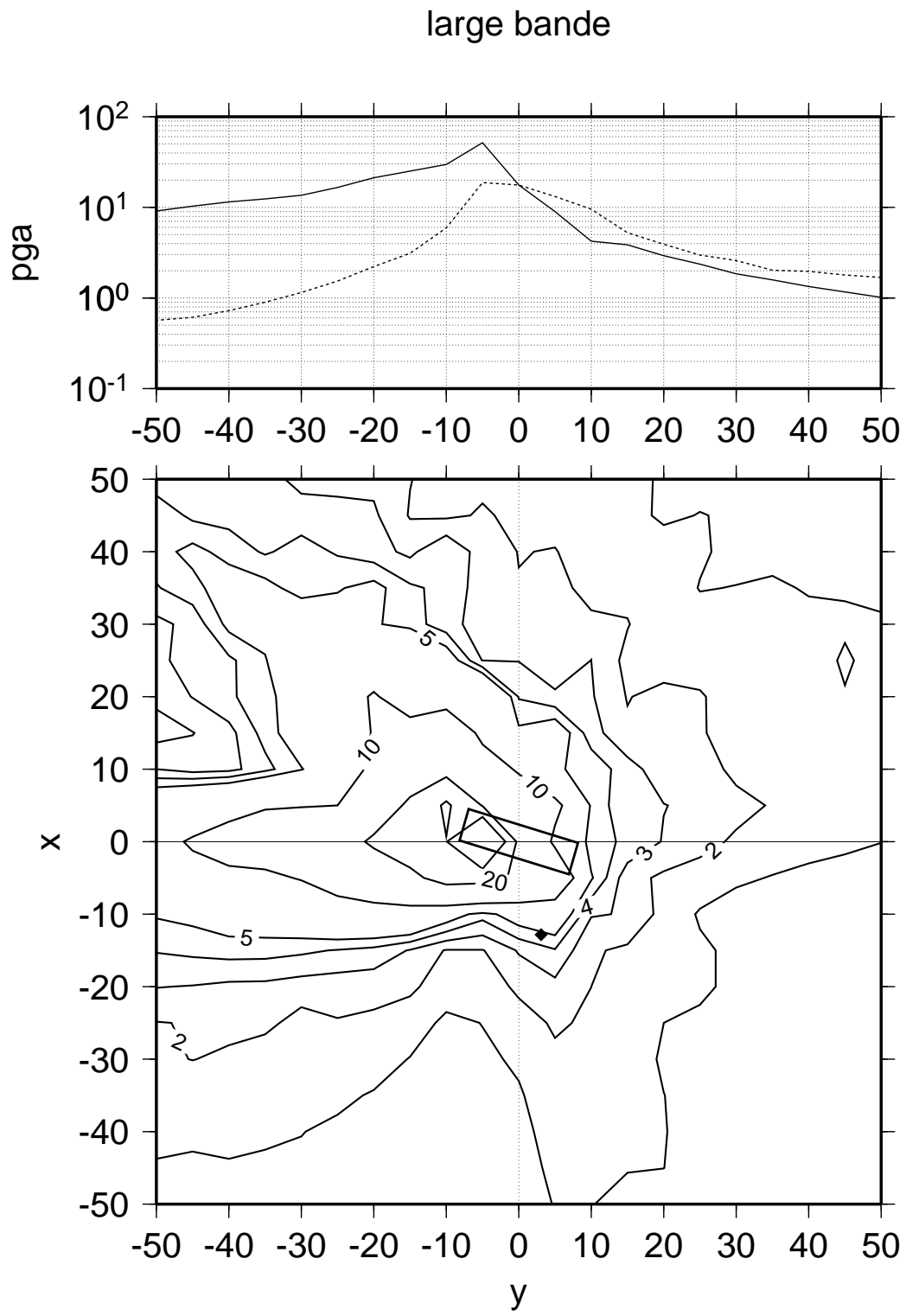


Figure IV.3.4a: $r_v = 0.8, \tau = 1s$ et $n = 0$.

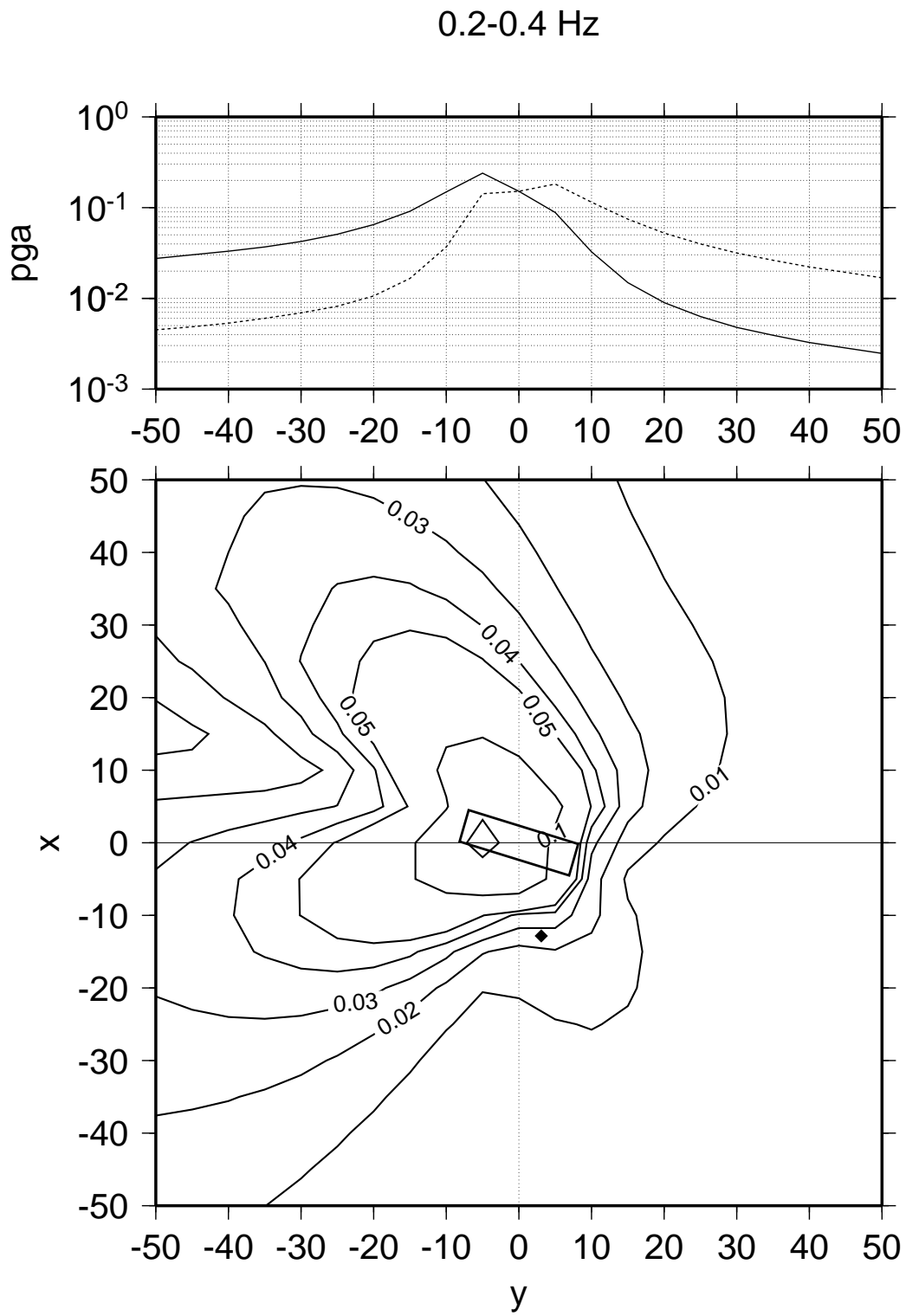


Figure IV.3.4b: $r_v = 0.8, \tau = 1s$ et $n = 0$.

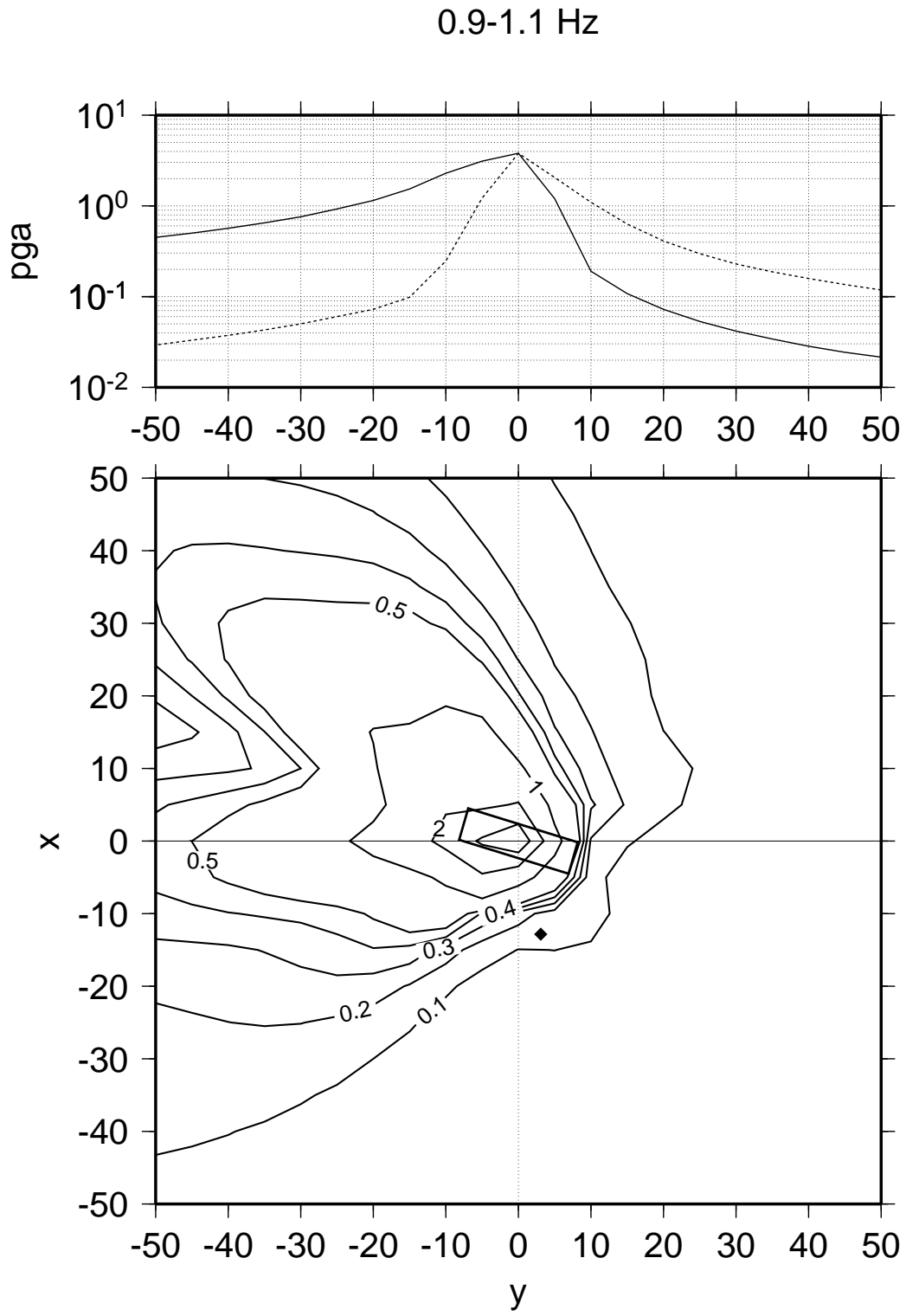


Figure IV.3.4c: $r_v = 0.8, \tau = 1s$ et $n = 0$.

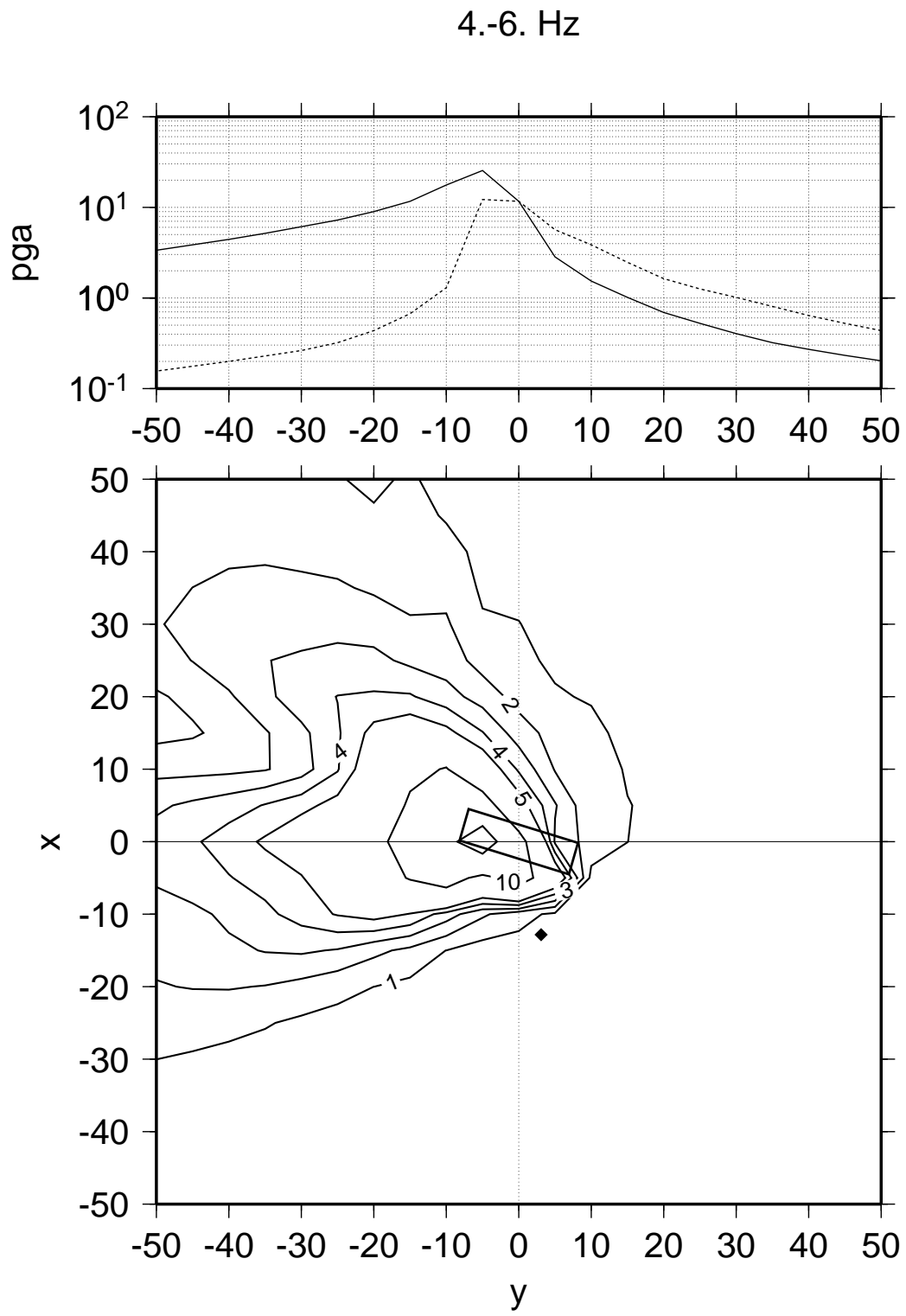


Figure IV.3.4d: $r_v = 0.8, \tau = 1s$ et $n = 0$.

IV.4 Conclusion

Ces applications sont une première ébauche et ont pour but de montrer les possibilités de notre modèle dans le cadre du risque sismique.

Avant tout, il faut améliorer la propagation d'onde et surtout être capable de tenir compte d'effets de site éventuels. Le mode opératoire pour la déstabilisation des hautes fréquences ne semble pas encore suffisamment robuste par rapport à certains paramètres. L'enjeu est donc de pousser plus loin l'étude de la directivité et trouver un modèle plus stable pour sa prise en compte.

Ainsi, on peut imaginer une cartographie du risque sismique lié à une faille. Associée à la connaissance des isoséistes des séismes historiques, cela peut nous permettre de localiser avec plus de précision les failles mises en cause et leur mécanisme, si les effets de site sont bien pris en compte.

L'étape suivante est une approche probabiliste en incluant dans le modèle une loi de récurrence associée à la faille, calée par la sismicité historique et instrumentale de ces trente dernières années. Dans ce cas, l'analyse devient plus adaptée à la pérennité de l'ouvrage à construire.

La dernière étape pour une cartographie complète du risque est de prendre en compte l'ensemble des failles actives repérées par la néotectonique dans une région (par exemple, dans la région de la Provence Occidentale: les failles inverses des Costes, du Lubéron ou bien les décrochements comme la faille de Salon-Cavaillon ou de la Moyenne Durance). La synthèse de toutes ces données peut aider à la prévention des biens et des personnes lors d'un tremblement de terre, qui bien que peu probable au début, l'est de plus en plus, d'année en année.

Chapitre V

Sommation de fonctions de Green empiriques

V.1 Introduction

Ce chapitre est en marge des précédents. Il représente une étude de faisabilité et ne contient pas d'exemples sur un cas réel. Nous ne développerons que la théorie et un test synthétique.

La technique de sommation de fonctions de Green empiriques (FGE) est très utilisée (Hartzell (1978), Joyner et boore (1986), Hartzell (1989), Spudich et Miller (1990), Wenneberg (1990), Irikura (1992, 1993), Bour (1993)). Elle a été introduite pour la première fois par Hartzell (1978). Elle consiste à extrapoler, en superposant de manière adéquate un nombre approprié de séismogrammes provenant du rayonnement d'un événement de petite taille, l'effet lié à un séisme de grande amplitude, pour un site donné. Par cette définition même, elle intéresse le domaine de la sismologie de l'ingénieur. Dans des régions à sismicité modérée, la plupart du temps, seules des données associées à de petits séismes sont accessibles. Cette technique permet alors d'estimer le rayonnement d'un séisme majeur, répertorié par la sismicité historique.

Une autre application est liée aux campagnes sismiques post-événement. Le but de ces expériences est d'enregistrer le crépitement de la faille après un séisme majeur. Ces données sont en général de petites amplitudes. Elles peuvent nous permettre, associées à la technique de sommation, d'estimer les accélérations du sol lors du choc principal dans la région de la source à partir des répliques situées sur le plan de faille. Si dans ce domaine, il existe un enregistrement du séisme majeur, cette technique nous aide aussi à améliorer notre connaissance de la source par une déconvolution par la FGE de l'enregistrement (Mori et Hartzell

(1990)).

Si cette méthode a beaucoup d'applications possibles, ses conditions de mise en oeuvre sont par contre très contraignantes. En premier lieu, tout repose sur le principe de similarité. Ce principe est en partie discuté dans le premier chapitre. Il faut que la forme spectrale obéisse à certaines lois, quelle que soit la magnitude, notamment entre la magnitude du séisme majeur à simuler et celle de la FGE. En plus de la similarité, nous avons besoin de linéarité. Le comportement du milieu ne doit pas dépendre de l'amplitude de l'onde le traversant (liquéfaction par exemple). Une fois ces deux hypothèses admises, la géométrie source-station doit être la même, afin que le trajet des ondes soit similaire pour les deux séismes. Ceci implique que l'on doit se situer en source lointaine. De même, seul le champ lointain peut être pris en compte, les effets de champ proche, trop basse fréquence et masqués dans le bruit digital, n'étant pas contenus dans la FGE (problème de dynamique instrumentale). Dans le cas où on dispose d'un nombre important de répliques, réparties sur le plan de faille, on peut se libérer de la condition de source lointaine (Spudich et Miller (1990)). Mais les répliques ne couvrent pas tout le plan et sont de magnitudes différentes. Le problème devient assez complexe. Une autre condition qui n'est pas stricte est de choisir le même mécanisme au foyer pour les deux sources. Il est toujours possible d'estimer les coefficients de rayonnement pour la FGE afin de les soustraire du problème pour injecter ceux liés au mécanisme du séisme majeur. Mais dans ce cas, il faut être très prudent si la géométrie source-station de l'enregistrement de la FGE est dans un noeud de rayonnement pour une onde particulière. En général, la sommation des FGE est suffisamment instable pour éviter toute transformation du signal avant sommation. Deux autres paramètres sont à surveiller: la directivité et la chute de contrainte. Ils seront discutés en conclusion. Dans le développement théorique, nous faisons l'hypothèse que la chute de contrainte est identique pour les deux événements et qu'il n'y a pas d'effet de directivité (angle de vue de 90°).

Mais il n'y a pas que des inconvénients à cette technique. Elle permet de se libérer de nombreux problèmes liés notamment à la propagation. En effet, la FGE va contenir de nombreuses informations. L'atténuation sur le trajet est prise en compte sans avoir à la simuler avec un facteur de qualité. La réponse du site aussi. Mais il faut faire attention. Si la magnitude de la FGE est trop petite, alors les résonances associées à des horizons en profondeur ne seront pas excitées au-dessus du bruit numérique, alors qu'elles le seraient pour un séisme

de plus grande amplitude (par exemple, le pic de résonance à $.4 \text{ Hz}$ dans les enregistrements du séisme de Landers). En fait, tous les paramètres fixés par les conditions de mise en oeuvre sont pris en compte (décroissance géométrique, coefficient de rayonnement, chute de contrainte).

Les conditions de mise en oeuvre sont fixées. Dans le cadre de ces hypothèses, il reste à développer la méthode qui sera basée sur une analogie avec le modèle de dislocation en k^{-2} .

V.2 Une méthode basée sur le modèle k carré

Afin de mieux comprendre le problème à résoudre, il faut étudier la relation entre la FGE (s) et le signal simulé pour le séisme majeur (S):

$$S(t) = R(t) * s(t) \quad (5.2.1)$$

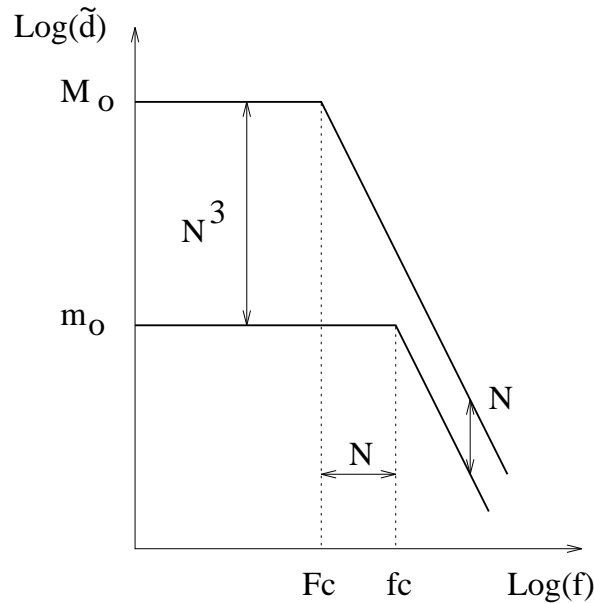


Figure V.2.1: Relation entre deux spectres de déplacement en ω deux pour des magnitudes différentes, mais avec la même chute de contrainte. Si N est le rapport des fréquences coin, le rapport des plateaux basse fréquence est en N^3 (rapport des moment). Celui entre les pentes haute fréquences est en N .

Nous devons chercher la forme du signal R qui, convolué avec s , nous donne le résultat voulu. Pour cela, il est plus simple de regarder dans le domaine des

fréquences où la convolution se transforme en multiplication. Nous appliquons le principe de similarité en faisant l'hypothèse que les spectres de S et s sont tous les deux des ω deux (figure 5.2.1).

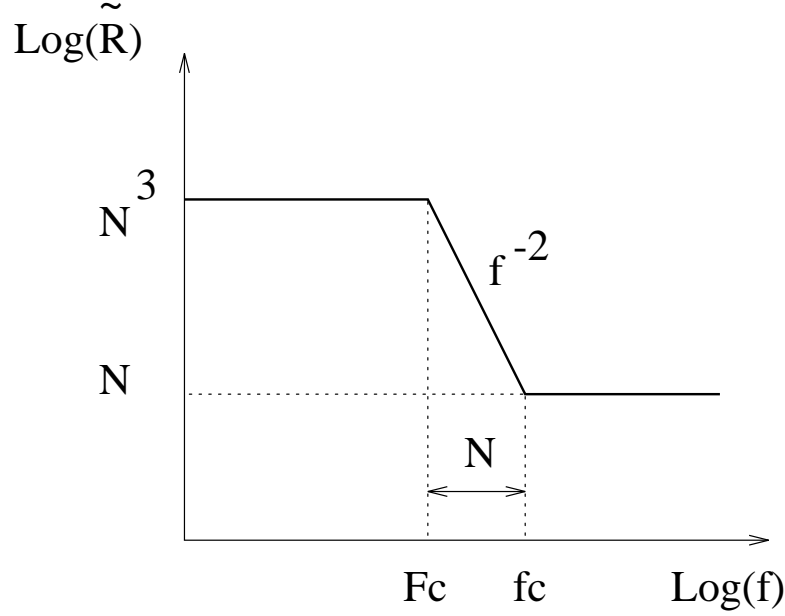


Figure V.2.2: Forme spectrale du rapport des spectres de la figure 5.2.1.

Le spectre de s est défini par son moment (m_o) et sa fréquence coin (f_c) inversement proportionnelle à sa longueur (l). S est défini de la même façon (M_o , F_c , L). Les propriétés des ω deux nous indiquent que si N est le rapport des fréquences coins, alors le rapport des plateaux basses fréquences, proportionnels au moment, est en N^3 et celui des pentes hautes fréquences en N . $\tilde{R}(f)$, le spectre de R , est donc défini comme (figure 5.2.2):

$$\tilde{R}(f) = N^3 \quad f < \frac{f_c}{N} \quad (5.2.2)$$

$$\tilde{R}(f) = N \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \quad \frac{f_c}{N} < f < f_c$$

$$\tilde{R}(f) = N \quad f > f_c$$

La fonction R est donc très dépendante du domaine de fréquence. Les premières applications faites (Hartzell (1978)) prennent une valeur de R constante à N^3 . L'équation 5.2.2 indique que ceci n'est valable que pour les fréquences inférieures

à f_c/N , la fréquence coin du séisme majeur. Le résultat est correct si on ne regarde que le déplacement, les hautes fréquences étant surestimées (Bour 1993). D'un autre côté, nous pouvons utiliser une valeur constante égale à N . Dans ce cas, le contenu haute fréquence est retrouvé et peut permettre des estimations de type pga ou accélération rms. Mais ceci n'est pas très satisfaisant et nous voulons obtenir une méthode large bande. Une autre solution est de considérer les phases de la fonction $\tilde{R}(f)$ comme stochastiques ou plus compliquées (Wenneberg, 1990). Tant que l'on considère la fonction temporelle R , nous restons loin de la définition d'une source ou d'une histoire de la rupture.

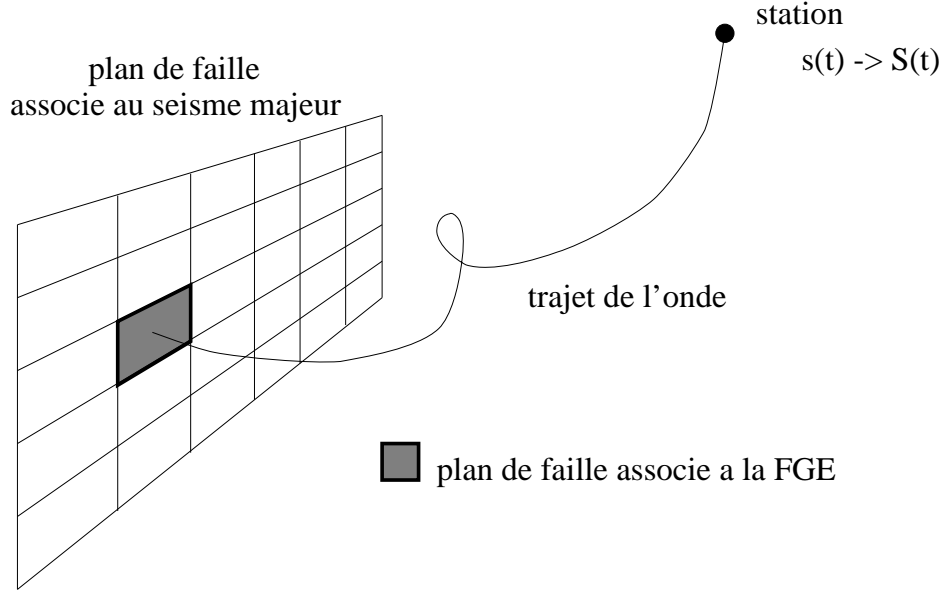


Figure V.2.3: Géométrie du problème. La source associée à la FGE ($s(t)$) est en grisée. On cherche à simuler le mouvement lié à une faille de surface N^2 ($S(t)$).

En fait, il faut projeter la fonction R sur le plan de faille. Elle représente alors la pondération spatiale à appliquer à s afin de retrouver S (figure 5.2.3):

$$S(t) = c \int \int s(t) * R_s(x, y) \delta(t - t_r) dx dy \quad (5.2.3)$$

où c est une constante. $R_s(x, y)$ est la pondération en un point sur le plan de faille et t_r est le temps de rupture à ce point. Cette approche n'est pas nouvelle. Irikura (1992) utilise une fonction spatiale de pondération en deux termes ainsi que Joyner et Boore (1986). Les deux termes sont des constantes et

ils jouent sur les phases hautes fréquences par l'intermédiaire de t_r pour retrouver un spectre en ω deux. Le problème est essentiellement au raccord entre les hautes fréquences et les basses fréquences où leur approche génère un trou. De même, si les pentes hautes fréquences sont correctes, leur niveau tend à être surestimé. Nous prenons ici une autre approche où on essaie de définir une fonction continue de la pondération sur le plan de faille.

Il est facile de faire l'analogie entre l'équation 5.2.3 et l'équation 2.3.3. $g.R_s(x, y)$ est associé à $\Delta u(x, y)$ et $s(t)/g$ à $G(x, y, t)$ (d'où le nom de la méthode). g est la vitesse de glissement associée à la FGE et elle est constante dans ce problème. Donc, toujours par analogie avec le développement du premier chapitre (équation 1.5.1), nous déduisons:

$$\tilde{R}(\omega) \propto \tilde{R}_s(k = \frac{\omega}{v_r}) \quad (5.2.4)$$

où v_r est la vitesse de rupture et k le nombre d'onde radial. Le modèle \tilde{R}_s obtenu, nous pouvons procéder de la même manière que pour la dislocation au second chapitre. Le problème s'expose maintenant ainsi:

$$R(t) = c \int \int R_s(x, y) \delta(t - t_r) dx dy \quad (5.2.5)$$

où le spectre de R_s est de la forme (figure 5.2.4):

$$\tilde{R}_s(k) = N \quad k < \frac{1}{lN} \quad (5.2.6)$$

$$\tilde{R}_s(k) = \frac{1}{N} \left(\frac{1}{lk} \right)^2 \quad \frac{1}{lN} < k < \frac{1}{l}$$

$$\tilde{R}_s(k) = \frac{1}{N} \quad k > \frac{1}{l}$$

l est la dimension caractéristique de la source associée à la FGE. Dans notre cas, il s'agit de la largeur. Le calcul de la fonction R est réalisé. En l'introduisant dans l'équation 5.2.1, nous obtenons le signal extrapolé pour le séisme majeur.

Ce résultat n'est pas étonnant car en fait, il est la base du modèle développé dans les deux premiers chapitres. En effet, si on considère une source élémentaire de notre grille, elle est caractérisée par une dislocation constante sur sa surface. Il s'agit donc d'un modèle de Haskell, qui génère un spectre rayonné en ω deux (figure 1.3.1). La distribution de dislocation peut être assimilée à une distribution de pondération. Ses propriétés spectrales, en k^{-2} , font que l'ensemble du

plan génère aussi un spectre en ω deux. On peut donc assimiler le modèle de source spectrale défini dans les deux premiers chapitres comme une technique de sommation de fonctions de Green synthétiques.

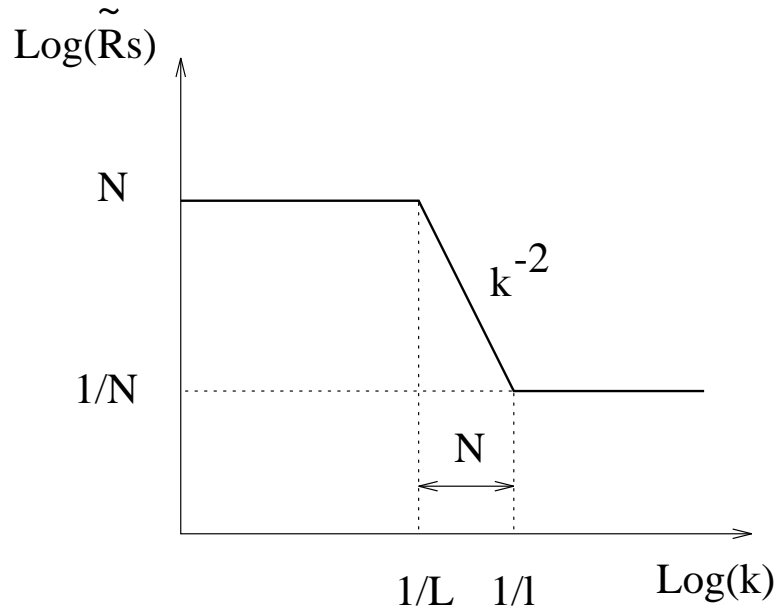


Figure V.2.4: Forme spectrale de la fonction R_s . l est la longueur caractéristique associée à la FGE et L , qui est égal à Nl , est celle de la source à simuler.

V.3 Test synthétique

On se sert du modèle introduit dans les deux premiers chapitres pour générer deux signaux. Le premier provient d'une magnitude 4.7. La chute de contrainte est fixée à 4 MPa et le mécanisme est de type décrochement pur. La station se trouve à 100 km, avec un angle de vue de 90° (pas de directivité). Nous ne traitons ici que les ondes SH et donc, nous ne regarderons que la composante transversale du mouvement. La figure 5.3.1 montre le déplacement et l'accélération simulés à la station. La durée du signal est courte, inférieure à 1 s. La forme très simple du déplacement, en trapèze, donne un spectre en ω deux. Elle génère aussi un trou dans le spectre à environ 2 Hz, fréquence coin de ce séisme.

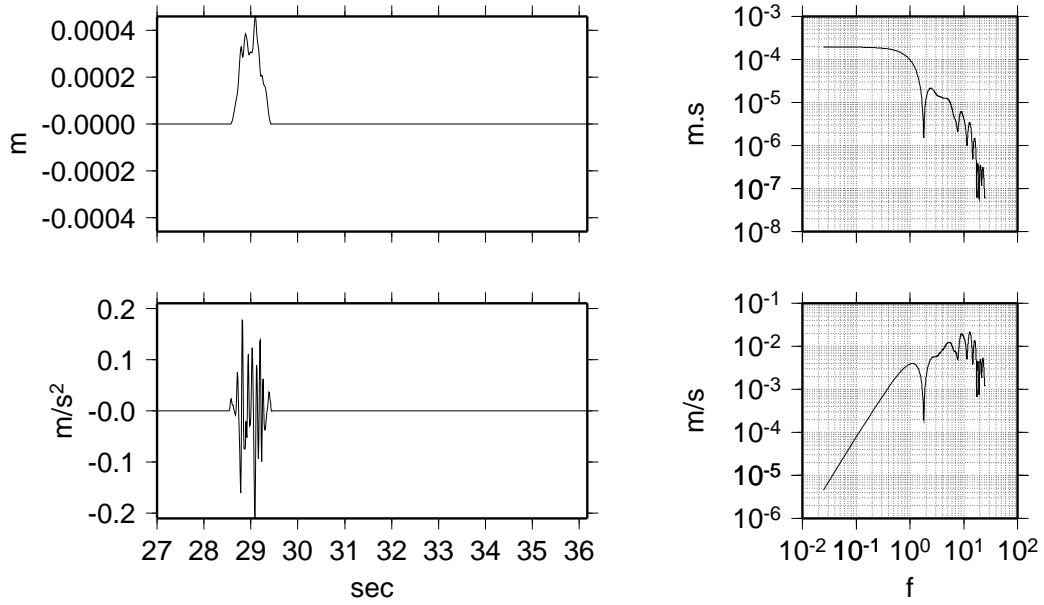


Figure V.3.1: Déplacement (en haut) et accélération (en bas) pour une magnitude 4.7 à 100 km. Les spectres correspondants sont représentés à droite.

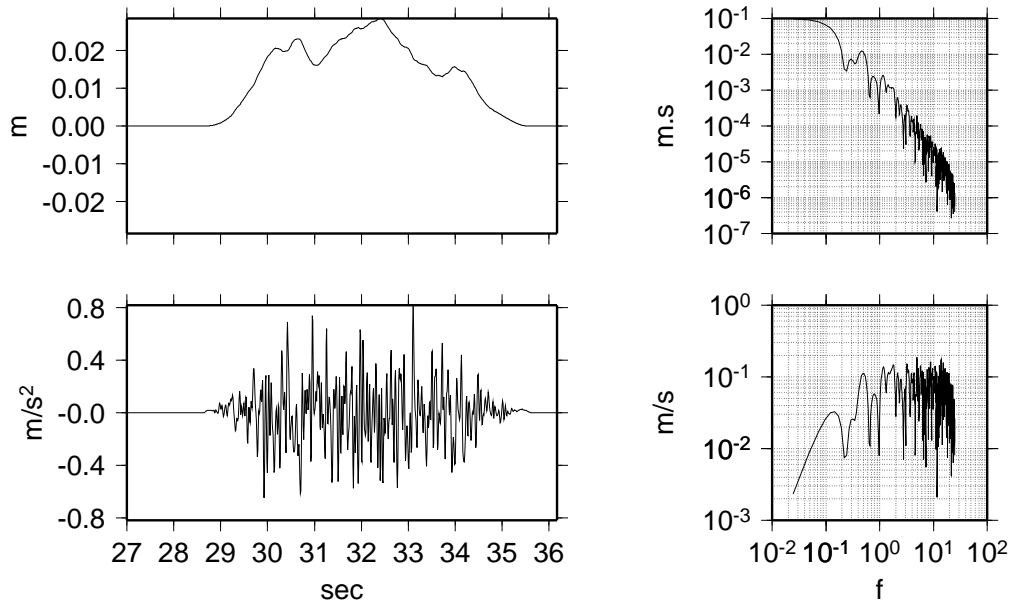


Figure V.3.2: Déplacement (en haut) et accélération (en bas) pour une magnitude 6.5 à 100 km. Les spectres correspondants sont représentés à droite.

Dans la même configuration source-station, nous simulons un signal correspondant à une magnitude 6.5. La chute de contrainte est la même que précédemment. Le résultat est présenté figure 5.3.2. Le signal dure plusieurs secondes. Le pga est quatre fois plus grand que celui lié à la magnitude 4.7. Le spectre est aussi en ω deux. La fréquence coin est autour de 0.25 Hz .

Nous appliquons la technique de sommation exposée dans la partie précédente afin de générer, à partir du signal dû à la magnitude 4.7, un synthétique équivalent à une magnitude 6.5. Les deux signaux de la figure 5.3.2 ne serviront que de référence pour juger nos résultats. Nous avons pris comme fonction de Green une magnitude assez élevée (magnitude 4.7) afin de montrer que la technique employée est large bande, et n'est pas seulement valable pour des fréquences inférieures à la fréquence coin de la fonction de Green. De plus, le modèle spectral de source des deux premiers chapitres montre que la technique est valable pour une fonction de Green de très petite magnitude (liée à l'échelle de discrétisation).

Le rapport des fréquences coin nous donne une valeur de N égale à 8. Les synthétiques sont générés pour une forme en ω deux (et non la forme schématique des figures de la partie précédente). Nous utilisons donc, au lieu de l'équation 5.2.6, une forme pour \tilde{R}_s de type:

$$\tilde{R}_s(k) = N \left[\frac{1 + k^2 l^2 N^{-2}}{1 + k^2 l^2} \right] \quad (5.3.1)$$

Quand k est très petit, \tilde{R}_s tend vers N et quand k tend vers l'infini, \tilde{R}_s tend vers $1/N$. Nous opérons pour les phases de \tilde{R}_s et la reconstruction de la fonction de pondération $R_s(x, y)$ de la même façon que dans le second chapitre pour la distribution de la dislocation. La fonction $R_s(x, y)$ est très rugueuse pour les petites longueurs d'onde (c'est pourquoi elle n'est pas dessinée ici, car il est difficile de la représenter graphiquement).

Pour obtenir la fonction $R(t)$, nous utilisons une version simplifiée du module calculant la propagation dans le second chapitre. La vitesse de rupture est constante et la nucléation est une source ligne. Le concept d'isochrone et la théorie des rais nous permettent de calculer la forme temporelle de R . Tous les paramètres comme le coefficient de rayonnement, la réponse locale du site, etc... n'ont plus lieu d'être pris en compte, étant tous contenus dans la fonction de Green synthétique. Le résultat est présenté figure 5.3.3. $R(t)$ est en s^{-1} et son spectre sans dimension. Cette fonction a un contenu basse fréquence et

haute fréquence. Le spectre a la forme désirée de l'équation 5.2.2. Le plateau haute fréquence se situe autour de 8. Le plateau basse fréquence est autour de 500 (valeur théorique 512 (8^3)). la pente en ω^2 n'est pas clairement définie. La fréquence coin de la FGE et celle du séisme à simuler sont trop proche pour bien l'observer. La présence de trous dans le spectre est inhérent à cette méthode pour les basses fréquences. Ils représentent les dimensions caractéristiques du problème.

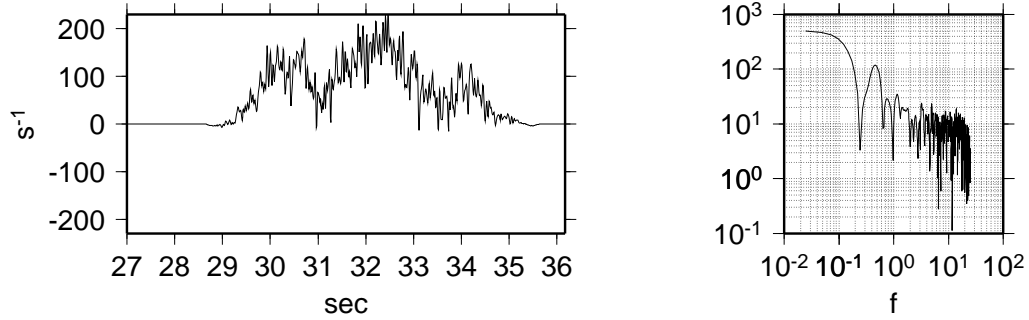


Figure V.3.3: Forme temporelle de R et son spectre.

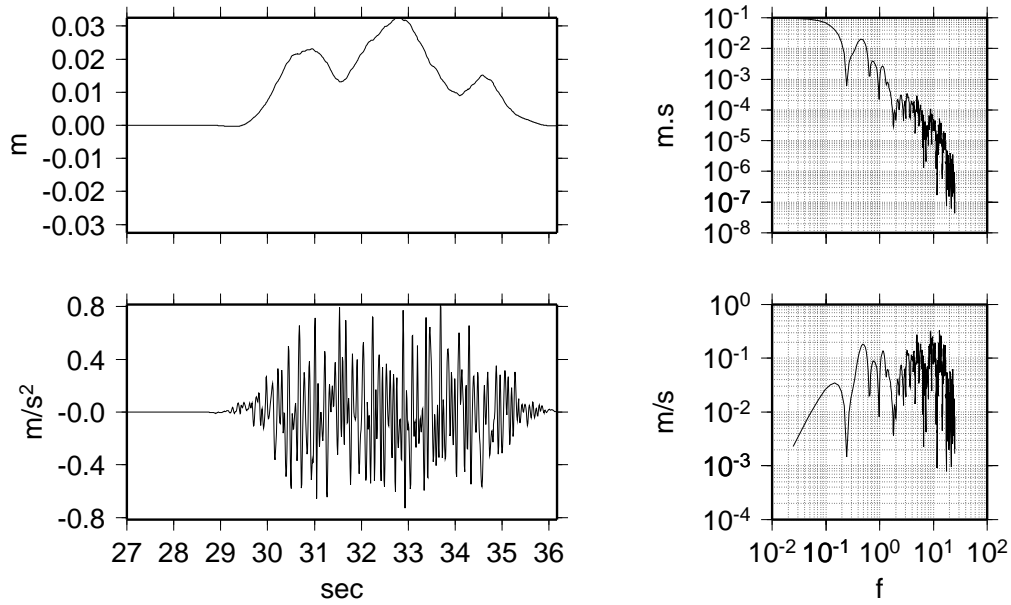


Figure V.3.4: Résultat de la convolution entre $R(t)$ et le déplacement présenté figure 5.3.1. En bas, accélération obtenue par une double dérivée. On compare ces signaux avec ceux de la figure 5.3.2.

Il suffit maintenant de convoluer la fonction $R(t)$ avec le déplacement de la figure 5.3.1. Le résultat et sa double dérivée sont représentés figure 5.3.4. Nous pouvons les comparer avec ceux de la figure 5.3.2. Le résultat a un spectre en ω deux avec un niveau de plateau haute fréquence similaire à notre référence. Les pga sont du même ordre de grandeur. La durée du signal est plus longue, car elle est la somme de la durée de $R(t)$ et de celle de la fonction de Green. La forme d'onde du déplacement est bien sûr entièrement contrôlée par la fonction $R(t)$. Le spectre est plus chaotique. Ceci est normal, les trous des spectres se combinant dans la convolution. On retrouve notamment le trou à 2 Hz lié au spectre de la fonction de Green. Le spectre basse fréquence est, quant à lui, celui de la fonction $R(t)$.

V.4 Conclusion

Dans l'ensemble, le test synthétique nous montre que la théorie développée s'applique bien dans une hypothèse de similarité. Son avantage essentiel est qu'elle permet de travailler en large bande. Récemment, Yu et al. (1993) utilisent aussi le principe de similarité pour la sommation de fonctions de Green synthétiques, basée sur le modèle fractal de Frankell (1991). Même Irikura (1993) commence à utiliser des pondérations de type self similaire pour éliminer les trous dans ses spectres, inhérents à sa méthodologie. D'un autre côté, tout ceci est synthétique et nous sommes censés contrôler tous les paramètres du modèle. Or la figure 5.3.4 nous indique que le problème n'est pas trivial.

Il est clair que tous les défauts du spectre de la fonction de Green utilisée vont se retrouver dans le résultat final. Il en est de même pour tous les écarts de ce spectre à la loi de similitude choisie. Cette technique est de type extrapolation. Le choix de la fonction R_s est déterminant et le déplacement résultant déterministe.

Il ne faut pas oublier que les conditions de mise en oeuvre sont très contraignantes. Elles le sont pour le test synthétique et le seront d'autant plus pour une application avec une fonction de Green empirique. Le problème se pose surtout pour la chute de contrainte et la directivité. Si la fonction de Green choisie est une réplique, il faut se demander si sa rupture est compatible avec un modèle dislocatif. Les aspérités ont une histoire de rupture particulière et leur chute de contrainte est souvent très élevée, ce qui n'est pas le cas des modèles de dislocation. Il faut donc être sûr que la loi de similitude peut être appliquée.

La directivité quant à elle est un facteur limitant important. Sa variation dépendant de la fréquence et du temps de montée nous empêche quasiment d'utiliser la technique de sommation loin d'un angle de vue de 90° . On peut toujours imaginer un modèle, si la dimension caractéristique de la source donnant la fonction de Green empirique est inférieure à la largeur de la bande cassante du séisme à simuler.

Conclusion

Dans cette thèse est proposée une modélisation cinématique large bande de la source sismique. Son application à l'aléa sismique, impose l'obtention d'un modèle moyen, notamment un spectre rayonné en ω deux. Le but n'était donc pas la modélisation d'un cas particulier qui peut être différent de ce modèle.

Le premier chapitre montre que pour obtenir un spectre en ω deux, nous avons besoin d'une distribution du glissement sur le plan de faille en k^{-2} . Ce résultat va plus loin en se basant sur la proportionnalité entre le spectre rayonné et le spectre radial du glissement si la vitesse de rupture est constante. Pour un spectre de forme quelconque (pente différente de -2 ou spectres à plusieurs pentes (ω^{-1} , ω^{-2})), on peut donc déduire les propriétés spectrales de la distribution du glissement sur le plan de faille.

Tout au long de cette étude, apparait aussi l'importance du temps de montée du glissement. Dans la première version de la modélisation où ce temps est nul, on montre que ceci génère des effets directifs haute fréquence qui ne sont pas observés. Pour résoudre ce problème, nous sommes partis sur une hypothèse de désorganisation de la direction de la rupture à courte longueur d'onde. Cette approche permet d'atténuer les effets directifs haute fréquence mais d'un autre côté contient des inconvénients. Le développement intrinsèque de cette méthode donnant un facteur de directivité rms, implique que ce facteur haute fréquence ne peut être inférieur à 1 dans les positions anti directives. Dans ce modèle, le temps de montée est toujours instantané, même si une largeur de bande cassante a été introduite.

La solution la plus logique serait donc de trouver une distribution du temps de montée du glissement respectant le modèle ω deux à basse fréquence et générant une altération de l'effet directif à haute fréquence.

La partie appliquée montre les possibilités d'un tel outil. La propagation des ondes dans le milieu est traitée de façon minimum dans ce manuscrit, le

but étant la modélisation de la source. Il est clair que pour aller plus loin dans les applications du modèle de source, il faut avant tout prendre en compte tous les termes produits par la source et considérer des éventuels effets de site sous l'observateur. Il faut noter que pour tenir compte du champ proche et des ondes de surface, termes essentiellement basse fréquence, le calcul numérique est moins coûteux car la discrétisation sur le plan de faille peut être plus lâche.

Dans le domaine d'une approche probabiliste de l'aléa sismique, où le temps de récurrence apparaît, le problème reste difficile. Pour une application dans une zone à sismicité modérée, le niveau de sismicité pour les fortes magnitudes est très incertain. Or, sa connaissance est essentielle pour la prise en compte du risque. Cela impliquera forcément une grande incertitude au niveau des accélérations les plus fortes attendues.

Le fait que le modèle de source soit large bande nous permet aussi d'envisager une application télé-sismique. L'approche dans ce cas est différente car nous considérons que la source génère une onde plane composée de l'onde directe et des réfléchies à la surface libre. Ceci implique un calcul d'isochrone pour chaque type d'onde.

Enfin, la dernière partie, traitant de la technique des sommations de fonctions de Green empiriques, est à un stade d'étude de faisabilité. Les conditions de mise en oeuvre sont extrêmement contraignantes, mais ceci est valable quelle que soit la technique utilisée. L'avantage d'utiliser une pondération basée sur un modèle self similaire permet de ne plus être limité en haute fréquence par la fréquence coin de la fonction de Green empirique. Par contre, une contrainte importante, qui est rarement prise en considération, est la directivité de la source et sa dépendance en fréquence. Le seul moyen de contourner un tel problème et d'utiliser de telles techniques pour des applications directives, est de pouvoir trouver de façon analytique cette dépendance en fréquence afin de pouvoir opérer des déconvolutions sur la fonction de Green empirique, avec tous les inconvénients associés à ce genre de manipulation.

L'approche large bande de la source sismique montre que le caractère stochastique haute fréquence des enregistrements a un sens physique au niveau du processus de la rupture. Son étude aide à appréhender certains paramètres fondamentaux dont les valeurs sont controversées. Le nombre d'enregistrement de qualité augmentant, l'étude spectrale large bande de la source pourra peut-être apporter quelques éléments de réponse sur ces valeurs. D'autre part, les

connaissances acquises sur le processus de rupture haute fréquence permettent le développement de modèles qui, associés aux observables, peuvent aider à la prévention de l'aléa sismique.

Références

- Abe, K. (1975). Reliable estimation of seismic moment of large earthquakes, *Phys. Earth Planet. Inter.* **23**, 381–390.
- Anderson, J. G. et S. E. Hough (1984). A model for the shape of the Fourier amplitude spectrum of acceleration at high frequencies, *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 1969–1994.
- Andrews, D. J. (1980). Fault impedance and earthquake energy in the Fourier transform domain, *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 1683–1698.
- Andrews, D. J. (1980). A stochastic fault model, 1, Static case, *J. Geophys. Res.* **85**, 3867–3877.
- Andrews, D. J. (1981). A stochastic fault model, 2, Time-dependent case, *J. Geophys. Res.* **86**, 10,821–10,834.
- Aki, K. (1967). Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.* **72**, 1217–1231.
- Aki, K. (1980). Scattering and attenuation of shear waves in the lithosphere, *J. Geophys. Res.* **85**, 6496–6504.
- Aki, K. (1990). Comment on microearthquake spectra from the Anza, California, seismic network: site response and source scaling, by A. Frankel and L. Wenneberg, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1034–1035.
- Aki, K. et P. Richards (1980). *Quantitative seismology, theory and methods*, W. H. Freeman and Co., San Francisco.
- Archuleta, R.J. (1982). Analysis of near source station and dynamic measurements from the 1979 Imperial Valley earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1927–1956.
- Archuleta, R.J. (1984). A faulting model for the 1979 Imperial Valley earthquake, *J. Geophys. Res.* **89**, 4559–4585.
- Bakun, W. H., R. M. Stewart et C. G. Bufe (1978). Directivity in the high-frequency radiation of small earthquakes, *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 1253–1263.

- Beck, J. L. et M. J. Dowling (1988). Quick algorithms for computing either displacement, velocity or sceleration of an oscillator, *Earthquake Eng. Struct. Dyn.* **16**, 245–253.
- Bernard, P. (1987). Du caractère complexe et agressif des sources sismiques, *Thèse de Doctorat d'état*, Univ. de Paris, Jussieu, Paris.
- Bernard, P. et R. Madariaga (1984). A new asymptotic method for the modeling of near-field accelerograms, *Bull. Seism. Soc. Am.* **74**, 539–559.
- Bernard, P. et P. Mouroux (1986.). Un modèle spectral de source pour le calcul d'accélérogrammes synthétiques et de spectres de réponse associés.
- Boatwright, J. et D. M. Boore (1982). Analysis of the ground accelerations radiated by the 1980 Livermore Valley earthquakes for directivity and dynamic source characteristics, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1843–1865.
- Boore, D. M. (1983). Stochastic simulation of high-frequency ground motions based on seismological models of the radiated spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 1865–1894.
- Boore, D. M. (1986). Short-period P and S-wave radiation from large earthquakes: implications for spectral scaling relations, *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 43–64.
- Boore, D. M. et W. B. Joyner (1978). The influence of rupture incoherence on seismic directivity, *Bull. Seism. Soc. Am.* **68**, 283–300.
- Bour, M. (1993). Simulation de mouvements forts du sol à partir de petits séismes utilisés comme fonctions de Green empiriques, *Thèse de Doctorat*, E.O.P.G.S., Strasbourg.
- Brune, J. N. (1970). Tectonic stress and spectra of seismic shear waves from earthquakes, *J. Geophys. Res.* **75**, 4997–5009.
- Campillo, M., J. L. Plantet et M. Bouchon (1985). Frequency dependent attenuation in the crust beneath Central France from Lg waves: data anlysis and numerical modeling, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 1395–1411.
- Campillo, M. et R. J. Archuleta (1993). A rupture model for the 28 June 1992 Landers, California, earthquake, *Geophys. Res. Lett.* **20**, 647–650.
- Cormier, V. F. (1982). The effect of attenuation on seismic body-waves, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72s**, 169–200.
- Davidovici, V. (1985). *Génie parasismique*, Presses de l'école nationale des ponts et chaussées, Paris.

- Douglas, A., J. A. Hudson et R. G. Pearce (1988). Directivity and the Doppler effect, *Bull. Seism. Soc. Am.* **78**, 1367–1372.
- Eshelby, J. D. (1957). The determination of the elastic field in an ellipsoidal inclusion and related problems, *Proc. Roy. Soc. Lond., Ser. A* **246**, 376–396.
- Farra, V., P. Bernard et R. Madariaga (1986). Fast near source evaluation of strong motion for complex source models, in *Earthquake source mechanics, geophysical monograph 37, Maurice Ewing 6*, A.G.U. (Editor), Washington D.C., 121–130.
- Frankel, A. (1991). High-frequency spectral falloff of earthquakes, fractal dimension of complex rupture, b value, and the scaling of strength on fault, *J. Geophys. Res.* **96**, 6291–6302.
- Fukushima, Y. et T. Tanaka (1990). A new attenuation evaluation relation for peak horizontal acceleration of strong earthquake ground motion in Japan, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 757–783.
- Fukuyama, E. et T. Mikumo (1993). Dynamic rupture analysis: inversion for the source process of the 1990 Izu-Oshima, Japan, earthquake ($M=6.5$), *J. Geophys. Res.* **98**, 6529–6542.
- Gutenberg, B. et C. F. Richter (1936). Magnitude and energy of earthquakes, *Science* **83**, 183–185.
- Gutenberg, B. et C. F. Richter (1956). Earthquake magnitude, intensity, energy, and acceleration, *Bull. Seism. Soc. Am.* **46**, 105–145.
- Hanks, T. C. (1977). Earthquake stress drops, ambient tectonic stresses, and stresses that drive plates, *Pure Appl. Geophys.* **115**, 441–458.
- Hanks, T. C. (1979). b values and ω^γ seismic source models: implications for tectonic stress variation along active crustal fault zones and the estimation of high-frequency strong ground motion, *J. Geophys. Res.* **84**, 2235–2242.
- Hanks, T. C. et H. Kanamori (1979). A moment-magnitude scale, *J. Geophys. Res.* **84**, 2348–2352.
- Hartzell, S. (1978). Earthquake aftershocks as Green’s functions, *Geophys. Res. Lett.* **5**, 1–4.
- Hartzell, S. (1989). Comparison of seismic waveform inversion results for the rupture history of a finite fault: application to the 1986 North Palm Springs, California, earthquake, *J. Geophys. Res.* **94**, 7515–7534.

- Hartzell, S. et C. Mendoza (1991). Application of an iterative least squares waveform inversion of strong motion and teleseismic records to the 1978 Tabas, Iran, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 305–331.
- Haskell, N. A. (1964). Total energy and energy spectral density of elastic wave radiation from propagating faults, *Bull. Seism. Soc. Am.* **54**, 1811–1842.
- Heaton, T. H. (1990). Evidence for and implications of self-healing pulses of slip in earthquake rupture, *Phys. Earth Planet. Inter.* **64**, 1–20.
- Heaton, T. H. (1993). Characteristics of the Landers earthquake rupture: implications for rupture physics, in *International school of solid earth geophysics, 9th course: earthquake source mechanics*, Ettore Majorana Center (Editor), Erice, 28–30.
- Houston, H. et H. Kanamori (1986). Source spectra of great earthquakes: teleseismic constraints on rupture process and strong motion, *Bull. Seism. Soc. Am.* **76**, 19–42.
- Irikura, K. (1992). The construction of large earthquake by a superposition of small events, in *Earthquake engineering. Tenth World Conference*, Balkema (Editor), Rotterdam, 727–729.
- Irikura, K. (1993). Estimation of strong ground motion using empirical Green’s functions method and fractal composite faulting models, in *International school of solid earth geophysics, 9th course: earthquake source mechanics*, Ettore Majorana Center (Editor), Erice, 64–67.
- Joyner, W. B. (1991). Directivity for nonuniform ruptures, *Bull. Seism. Soc. Am.* **81**, 1391–1395.
- Joyner, W. B. et D. M. Boore (1981). Peak horizontal acceleration and velocity from strong motion records including records from the 1979 Imperial Valley, Calif. earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **71**, 2001–2038.
- Joyner, W. B. et D. M. Boore (1986). On simulating large earthquakes by Green’s function addition of smaller earthquakes, in *Earthquake source mechanics, geophysical monograph 37, Maurice Ewing 6*, A.G.U. (Editor), Washington D.C., 269–274.
- Kanamori, H. (1977). The energy release in great earthquakes, *J. Geophys. Res.* **82**, 2981–2987.
- Kanamori, H. et D. L. Anderson (1975). Theoretical basis of some empirical relations in seismology, *Bull. Seism. Soc. Am.* **65**, 1073–1095.

- Kanamori, H. et D. Hadley (1975). Crustal structure and temporal velocity change in Southern California, *Pure Appl. Geophys.* **113**, 257–280.
- Kanamori, H., H. K. Thio, D. Dreger, E. Hauksson et T. Heaton (1992). Investigation of the Landers, California, earthquake of the 28 June 1992 using TERRAScope, *Geophys. Res. Lett.* **19**, 2267–2270.
- Keilis-Borok, V. I. (1959). On the estimation of the displacement in an earthquake source and of source dimensions, *Ann. Geofis.* **12**, 205–214.
- Knopoff, L. (1958). Energy release in earthquakes, *Geophys. J. R. Astron. Soc.* **1**, 44–52.
- Levret, A., C. Loup et X. Goula (1986). The Provence earthquake of 11th June 1909 (France): a new assessment of near field effects, *8th European Conference on Earthquake Engineering*, Lisbonne.
- Luco, J. (1985). On strong motion estimates based on models of the radiated spectra, *Bull. Seism. Soc. Am.* **75**, 641–649.
- Madariaga, R. (1977). Implications of stress-drop models of earthquakes for inversion of stress drop from seismic observations, *Pure Appl. Geophys.* **115**, 301–315.
- Madariaga, R. (1979). On the relation between seismic moment and stress drop in the presence of stress and strength heterogeneity, *J. Geophys. Res.* **84**, 2243–2250.
- Mohammadioun, B. et G. Mohammadioun 1980. Analyse de données sur les mouvements forts actuellement disponibles. C.E.A., D.E.S.N.. France.
- Mori, J. et S. Hartzell (1990). Source inversion of the 1988 Upland, California, earthquake: determination of a fault plane for a small event, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 507–517.
- Nigam, N. C. et P. C. Jennings (1969). Calculation of response spectra from strong-motion earthquake records, *Bull. Seism. Soc. Am.* **59**, 909–922.
- Nuttli, O. W. (1980). The excitation and attenuation of seismic crustal phases in Iran, *Bull. Seism. Soc. Am.* **70**, 469–485.
- Papageorgiou, A. S. et K. Aki (1983). A specific barrier model for the quantitative description of inhomogeneous faulting and the prediction of strong ground motion. Part I: Description of the model, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 693–722.
- Petrovski, D. 1986. Probabilistic approach for evaluation of seismic design parameters. Specialist meeting on earthquake ground motion and antiseismic evaluation of nuclear power plant. Moscow, U.S.S.R.

- Podvin, P. et I. Lecomte (1991). Finite difference computation of traveltimes in very contrasted velocity models: a massively parallel approach and its associated tools, *Geophys. J. Int.* **105**, 271–284.
- Purcaru, G. et H. Berckhemer (1982). Quantitative relations of seismic source parameters and a classification of earthquakes, *tectonophysics* **84**, 57–128.
- Richter, C. F. (1935). An instrumental earthquake magnitude scale, *Bull. Seism. Soc. Am.* **25**, 1–32.
- Romanowicz, B. (1992). Strike-slip earthquakes on quasi-vertical transcurrent faults: influence for general scaling relations, *Geophys. Res. Lett.* **19**, 481–484.
- Savage, J. C. (1966). Radiation from a realistic model of faulting, *Bull. Seism. Soc. Am.* **56**, 577–592.
- Scholz, C. H. (1982). Scaling laws for large earthquakes: consequences for physical models, *Bull. Seism. Soc. Am.* **72**, 1–14.
- Scholz, C. H. (1990). *The mechanics of earthquake and faulting*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Shimazaki, K. (1986). Small and large earthquakes: the effects of the thickness of seismogenic layer and the free surface, in *Earthquake source mechanics, geophysical monograph 37, Maurice Ewing 6*, A.G.U. (Editor), Washington D.C., 209–216.
- Spudich, P. et L. N. Frazier (1984). Use of ray theory to calculate high-frequency radiation from earthquake sources having spatially variable rupture velocity and stress drop, *Bull. Seism. Soc. Am.* **73**, 2061–2082.
- Spudich, P. et D. P. Miller (1990). Seismic site effects and interpolation of earthquake seismograms: results using aftershocks of the 1986 North Palm Springs, California, earthquake, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1504–1532.
- Terrier, M. (1991). Néotectonique de la Provence Occidentale (France), *Thèse de Doctorat*, Univ. de Provence, Marseille.
- Vaneck, J., A. Zapotek, V. Karnik, N. V. Kondorskaya, Y. V. Rizmichenko, E. F. Savarensky, S. L. Solov'yov et N. V. Shebalin (1962). Standardization of magnitude scales, *Izvestia Akad. Nauk. S.S.S.R. Ser. Geofiz.* , 153–158.
- Vogt, J. (1979). *Les tremblements de terre en France*, Mémoire du B.R.G.M. #96, Orléans.
- Vvendenskaya, A. V. (1956). The determination of displacement fields by means of dislocation theory, *Izvestia Akad. Nauk. S.S.S.R. Ser. Geofiz.* , 227–284.

- Wennerberg, L. (1990). Stochastic summation of empirical Green's functions, *Bull. Seism. Soc. Am.* **80**, 1418–1432.
- Yoshida, S. (1986). A method of waveform inversion for earthquake rupture process, *J. Phys. Earth* **34**, 235-255.
- Yu, G., J. G. Anderson et Y. Zeng (1993). Estimation of strong motions by convolving composite source time function with synthetic Green's function, *EOS* **74**, # 43S,S42B-1.
- Zollo, A. (1990). Etude des polarisations et des formes d'ondes S en source proche: détails de la rupture sismique et influence du milieu, *Thèse de Doctorat*, Univ. de Paris, Jussieu, Paris.

Annexe I

champ et source, lointains et proches

Champ lointain et champ proche

Ces deux termes sont bien connus en sismologie. La définition donnée par Aki et Richards (1980) est très explicite: “*Le champ lointain est simplement toutes positions se trouvant à quelques longueurs d’ondes de la source et le champ proche est toutes positions se trouvant à une petite fraction de longueur d’ondes de la source*”. Il est clair que ces définitions lient la distance entre la source et l’observateur et le contenu fréquentiel observé. Notre application ne regarde que les termes de champ lointain. Ceci implique donc un problème pour le contenu basse fréquence. La fréquence la plus basse utile (f_{min}) peut être calculée avec la relation suivante:

$$f_{min} = cf \frac{c}{d}$$

où c est la vitesse moyenne des ondes considérées et d la distance la plus proche à la faille. cf est le coefficient de sécurité correspondant aux “*quelques longueurs d’ondes*” dans la définition de Aki et Richards (1980). Si l’on prend une vitesse moyenne de 3 Km.s^{-1} pour les ondes S, on obtient un abaque reliant la distance à la fréquence (figure a1.1). Ce graphique veut dire que pour un couple (d, f) se situant dans la partie grisée, même si le calcul du terme de champ lointain est correct, le terme de champ proche peut être non négligeable.

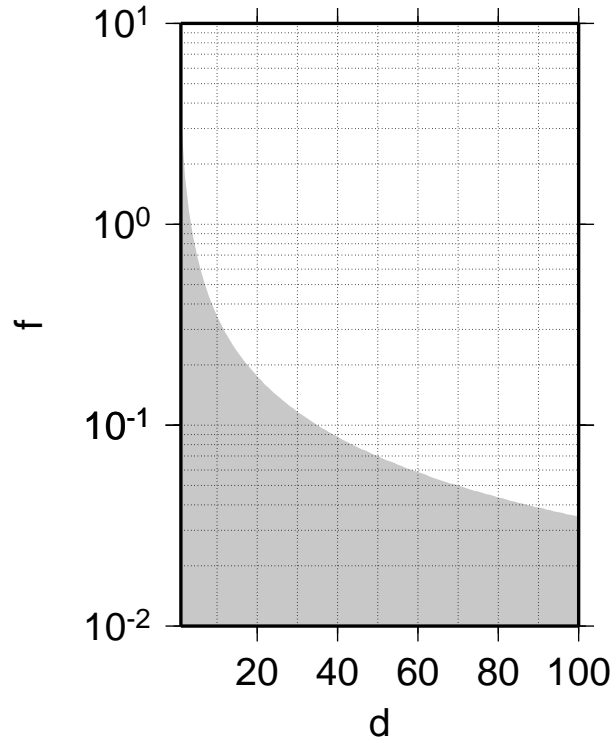


Figure aI.1: Abaque montrant le domaine de validité (en blanc) du calcul en champ lointain.

Source lointaine et source proche

Cette terminologie au contraire de la précédente n'est malheureusement pas commune. Cette distinction est pourtant importante. Par analogie avec le champ proche et le champ lointain, on peut définir ce concept ainsi: la source lointaine est simplement toutes positions se trouvant à quelques longueurs de faille de distance et la source proche est toutes positions se trouvant à une petite fraction de longueur de faille de distance. Ici, on relie la dimension de la source avec la distance à laquelle on l'observe.

En source lointaine, on peut donc considérer la source comme ponctuelle tandis qu'en source proche, il faut passer par une définition de source étendue pour la modélisation (figure a1.2).

En résumé, on peut faire un calcul en champ lointain tout en étant en source proche (comme pour cette étude). Cela dépend de la longueur d'onde considérée.

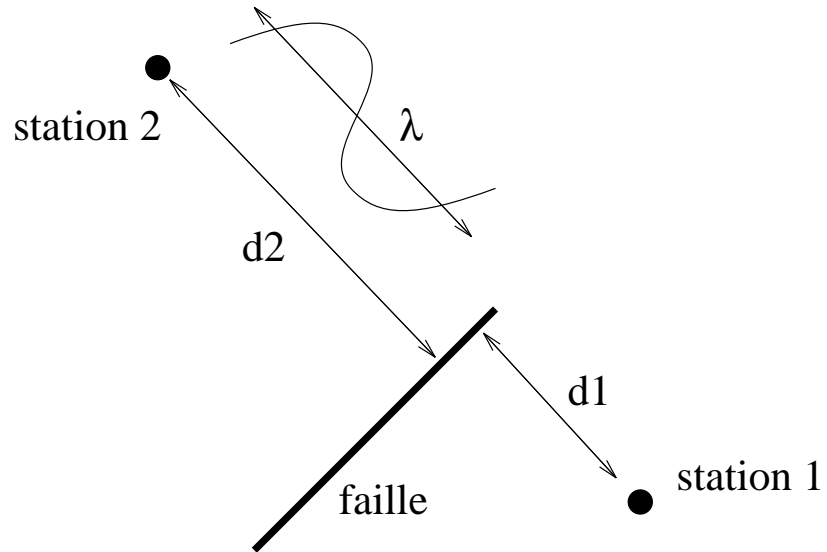


Figure aI.2: Schéma résumant les deux concepts de cette annexe. Les deux stations sont en source proche. Pour une longueur d'onde λ telle que $d_1 < \lambda < d_2$, le calcul en champ lointain à la station 2 sera correct alors que pour la station 1, les termes de champ proche ne sont pas négligeables à cette longueur d'onde.

Annexe II

Intégrales analytiques sur les isochrones

Fonction analytique de l'isochrone

On considère une faille élémentaire où les temps de rupture sont définis sur les coins (figure a2.1). La fonction source associée est définie par une fonction rampe de temps de montée τ .

On fait l'hypothèse que dans ce cas les temps d'isochrones varient linéairement sur les bords de la faille élémentaire. Le temps d'isochrone peut être défini alors en tout point de la surface considérée par la relation suivante:

$$t(x, y) = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \left\{ (x_m - x)(y_n - y)T_{m-1,n-1} + (x_m - x)(y - y_{n-1})T_{m-1,n} \right. \\ \left. + (x - x_{m-1})(y_n - y)T_{m,n-1} + (x - x_{m-1})(y - y_{n-1})T_{m,n} \right\} \quad a2.1$$

Nous voulons à partir de cette formule obtenir la fonction $y(t, x)$ qui nous permettra de faire une intégration sur la surface pour un temps d'isochrone t donné. On montre que cette fonction peut s'écrire sous la forme (Yoshida (1986), Zollo (1990)):

$$y(t, x) = \frac{A(t) + Bx}{C + Dx} \quad a2.2$$

avec

$$A(t) = (t - T_{m-1,n-1})\Delta x \Delta y - x_{m-1}y_{n-1}(T_{m-1,n-1} - T_{m,n-1} - T_{m-1,n} + T_{m,n}) \\ - x_{m-1}\Delta y(T_{m-1,n-1} - T_{m,n-1}) - y_{n-1}\Delta x(T_{m-1,n-1} - T_{m-1,n})$$

$$B = y_n(T_{m-1,n-1} - T_{m,n-1}) - y_{n-1}(T_{m-1,n} - T_{m,n})$$

$$C = x_{m-1}(T_{m-1,n} - T_{m-1,n-1} - T_{m,n} + T_{m,n-1}) + \Delta x(T_{m-1,n} - T_{m-1,n-1})$$

$$D = T_{m,n} - T_{m,n-1} + T_{m-1,n-1} - T_{m-1,n}$$

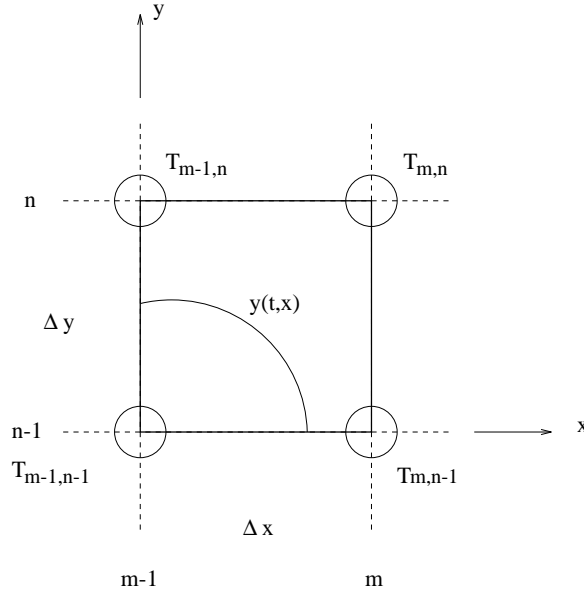


Figure aII.1: Paramétrisation d'une source élémentaire pour le calcul des isochrones.

Fonction analytique de l'intégrale

Il existe pour l'expression a2.2 une intégrale analytique

$$S(x, t) = \int \frac{A(t) + Bx}{C + Dx} \Delta x \quad a2.3$$

Il faut faire un changement de variable

$$\omega = \frac{D}{C}x \quad dx = \frac{C}{D}d\omega$$

on obtient alors:

$$S(\omega, t) = \frac{A}{D} \int \frac{1}{1 + \omega} d\omega + \frac{BC}{D^2} \int \frac{\omega}{1 + \omega} d\omega$$

$$S(\omega, t) = \frac{A}{D} \ln(1 + \omega) + \frac{BC}{D^2} \left[\omega - \ln(1 + \omega) \right]$$

la solution analytique s'exprime donc ainsi:

$$S(x, t) = \frac{B}{D}x + \frac{AD - BC}{D^2} \ln\left(1 + \frac{D}{C}x\right) \quad a2.4$$

Mise en œuvre

En pratique, on considère que l'origine des axes se situe au coin inférieur gauche de la faille élémentaire (point $T_{m-1,n-1}$). Ceci implique:

$$\begin{aligned}x_{m-1} &= 0 & x_m &= \Delta x \\y_{n-1} &= 0 & y_n &= \Delta y\end{aligned}$$

Les coefficients A , B et C deviennent:

$$A(t) = (t - T_{m-1,n-1})\Delta x\Delta y$$

$$B = \Delta y(T_{m-1,n-1} - T_{m,n-1})$$

$$C = \Delta x(T_{m-1,n} - T_{m-1,n-1})$$

Le principal problème en pratique provient du paramètre D quand il tend vers zéro. Physiquement, ce cas intervient quand la courbe $y(x, t)$ tend vers une droite. On peut faire une approximation à partir d'une valeur seuil de D de la formule $y(x, t)$ en négligeant D . Ceci nous donne l'équation de droite et l'intégrale associée suivantes:

$$\begin{aligned}y(x, t) &= \frac{A(t)}{C} + \frac{B}{C}x \\s(x, t) &= \frac{A(t)}{C}x + \frac{B}{2C}x^2\end{aligned}$$

Il est important de noter que ce cas limite est de plus en plus fréquent quand on diminue la taille de la maille élémentaire. Il peut arriver que la quasi totalité des failles élémentaires soit dans ce cas pour une application haute fréquence. Aussi, ce paramètre ne dépend pas de l'axe d'intégration choisi, le problème étant symétrique pour D . Ceci est différent quand C tend vers zéro. Cette valeur implique que la droite est perpendiculaire à l'axe des abscisses. Pour résoudre ce problème, nous avons une alternative. On peut en premier lieu changer l'axe de l'intégration en considérant la courbe $x(t, y)$. On obtient les résultats suivant:

$$x(t, y) = \frac{A^*(t) + B^*y}{C^* + D^*y}$$

avec:

$$A^*(t) = A(t)$$

$$B^* = -C$$

$$C^* = -B$$

$$D^* = D$$

L'autre solution plus approximative est de considérer dans le cas où C est nul que l'intégrale est nulle. En pratique, les deux problèmes géométriques sont résolus en prenant une expression développée au quatrième ordre de l'équation a2.4 à partir d'une valeur seuil du rapport D/C :

$$S(x, t) = \frac{x}{C} \left[A - \frac{(AD - BC)}{C} x \left[\frac{1}{2} - \frac{D}{C} x \left[\frac{1}{3} - \frac{D}{4C} x \right] \right] \right]$$

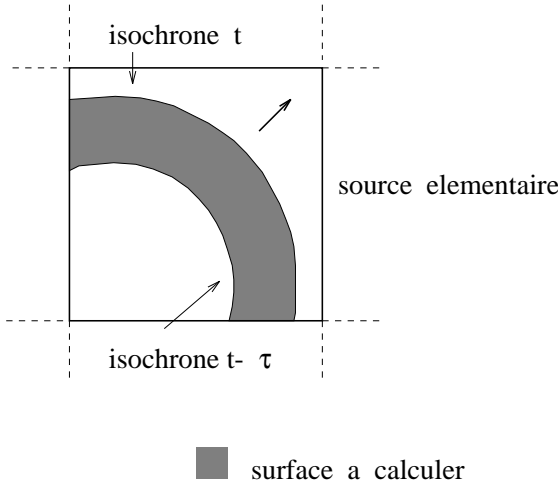


Figure aII.2: Exemple de surface à calculer.

Calcul des surfaces de couronne

Connaissant l'expression analytique des intégrales pour les isochrones t et $t - \tau$, on peut calculer pour l'instant t la surface de la couronne sur une faille élémentaire (figure a2.2). En pratique, il faut donc répertorier toutes les configurations possibles d'intersection de la bande cassante avec une surface élémentaire.

Cent cas ont été dénombrés (figure a2.3). Chaque cas représente un calcul d'intégrale de type différent.

Calcul de la forme d'onde

La forme d'onde à un instant t va donc s'écrire à partir de l'équation 2.3.5:

$$s_{m,n}(t) = \left\{ \int_{y_a}^{y_b} S_{m,n}(t, y) dy - \int_{y_c}^{y_d} S_{m,n}(t - \tau_{m,n}, y) dy \right\}$$

$$\Psi_c(t) = \frac{\mu}{4\pi\rho c^3} \sum_{m=1, n=1}^{mm, nn} Cf_{m,n}^c \frac{\Delta u_{m,n}}{\tau_{m,n}} s_{m,n}(t)$$

où μ et ρ sont respectivement la rigidité et la densité du milieu et c la vitesse des ondes considérées. mm, nn est le nombre de failles élémentaires. Le coefficient $Cf_{m,n}^c$ représente d'une part le coefficient de rayonnement et d'autre part l'atténuation géométrique pour la source élémentaire (m, n) . $\Delta u_{m,n}/\tau_{m,n}$ est la vitesse de glissement au point (m, n) dans le cas d'une fonction source élémentaire de type rampe. Le terme $s_{m,n}$ est simplement la surface de la couronne associée à la source (m, n) pour l'instant t .

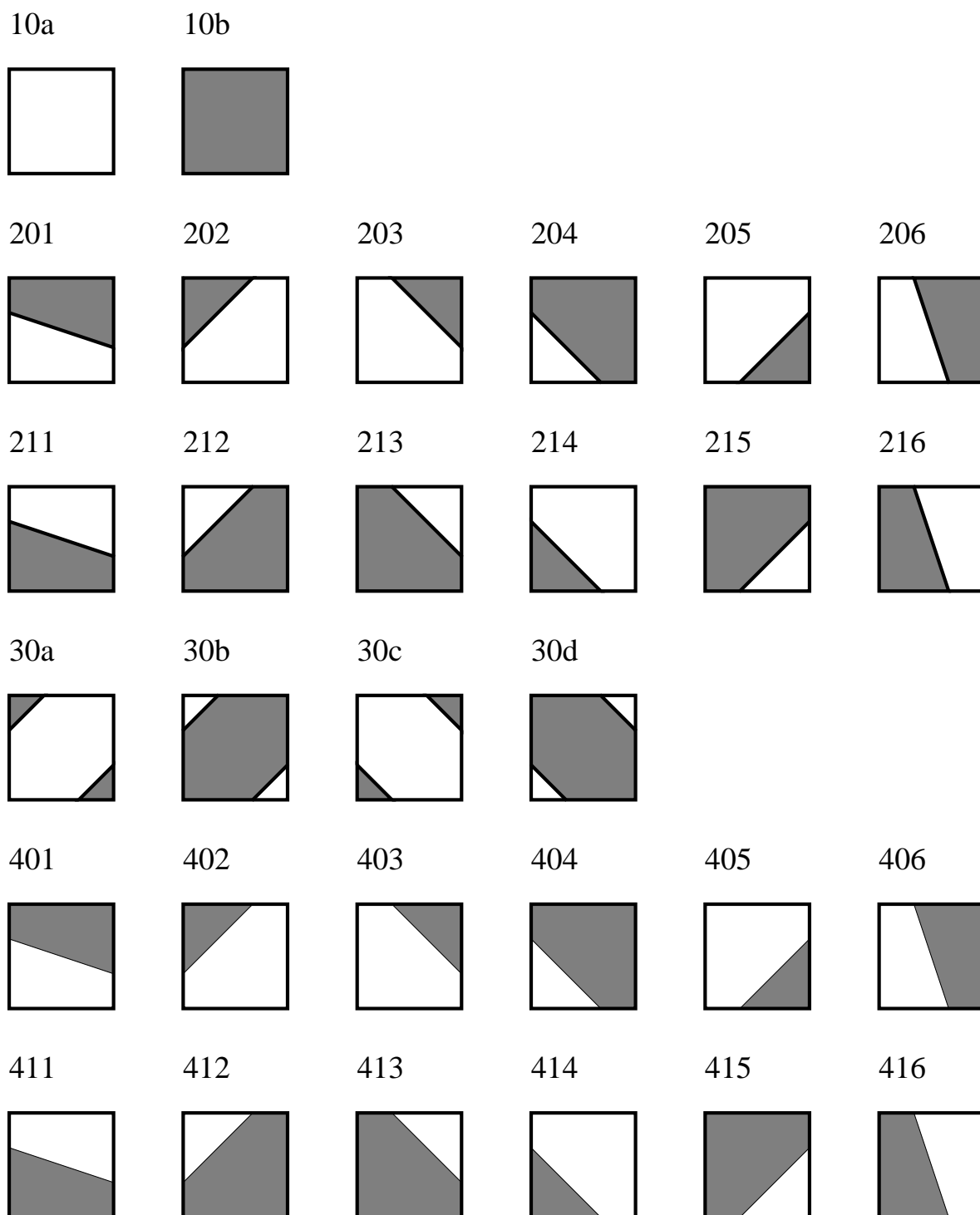


Figure aII.3: Schéma des cent types d'intégrale. La partie grisée est la surface à calculer. Le numéro associé correspond à un label interne du code de calcul.

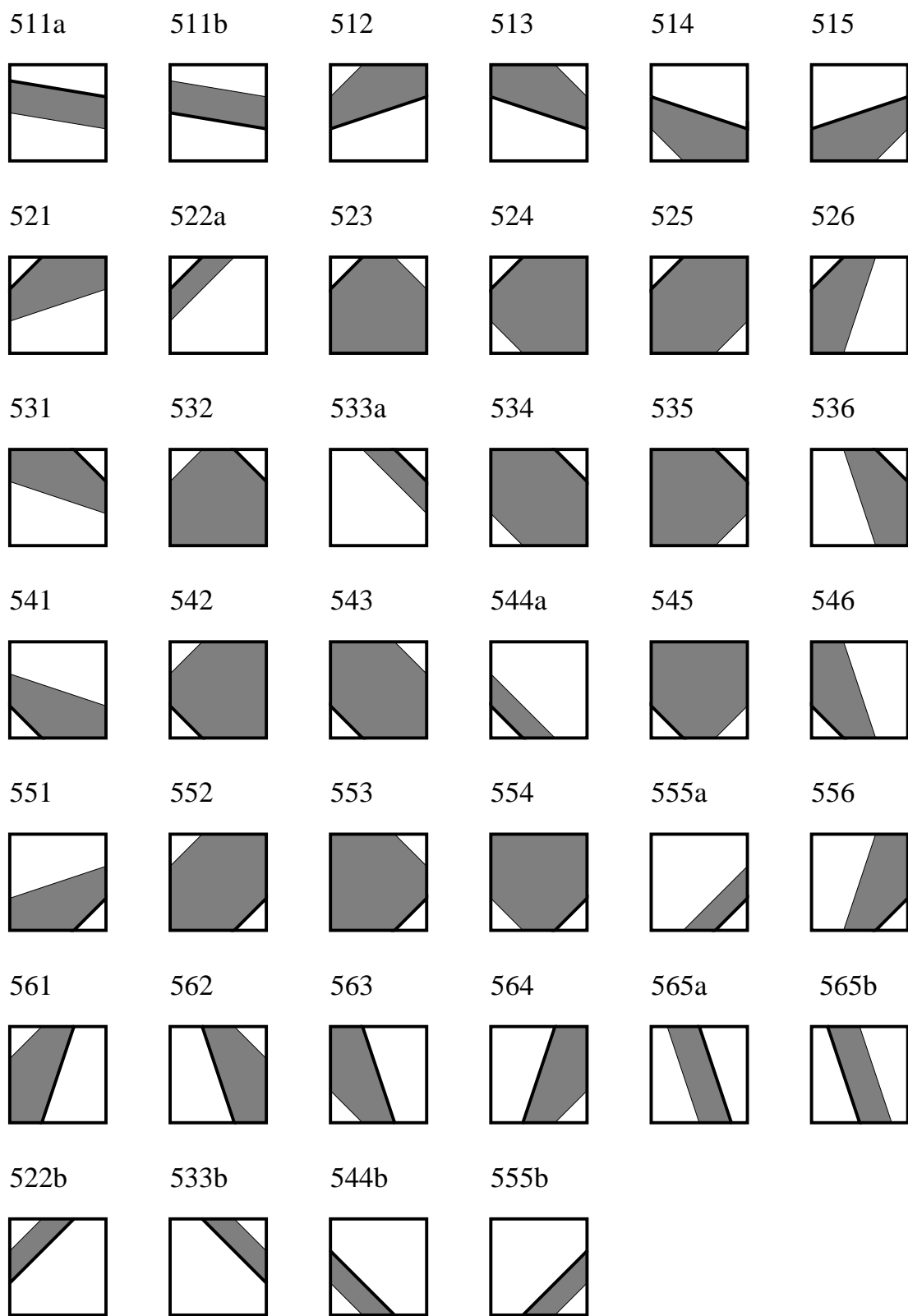


Figure aII.3: Suite.

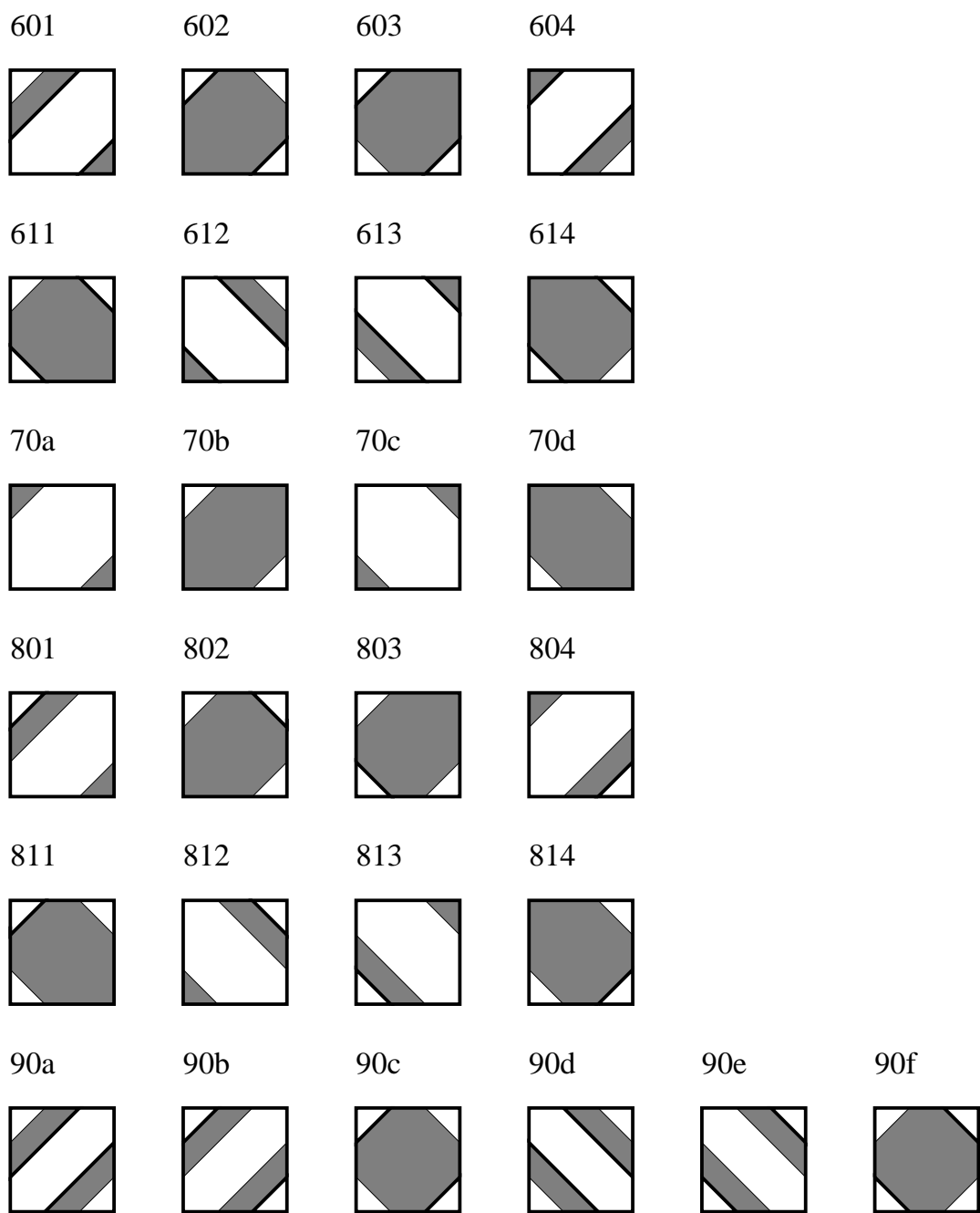


Figure aII.3: Suite.

Annexe III

L'annexe III était constituée d'un article accepté pour la publication :

Herrero A. and P. Bernard (1994). A kinematic self similar rupture process for earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, **84**, 1216-1228.